

K-Schalen Photoanregung und Ionisation von Kaliumionen

Nadine Neumann

Diplomarbeit

Institut für Kernphysik
Der Johann Wolfgang Goethe Universität
Frankfurt am Main

und

Lawrence Berkeley National Laboratory
Berkeley, USA

Mai 2005

Meiner Mama, meinem Papa
und Marcus

Inhaltsverzeichnis

KAPITEL 1	7
Motivation	9
KAPITEL 2	11
2.1 Eigenschaften des Lichtes	11
2.2 Strahlende Übergänge	17
2.3 Photoionisation	20
2.3.1 Einfachionisation	21
2.3.2 Doppelionisation	22
2.3.3 Multiphotonen-Ionisation	25
2.3.4 Tunnelionisation	29
2.4 Auger-Prozess	33
2.5 Post-Collision-Interaction (PCI)	36
KAPITEL 3	37
3.1 Theorie des Lasers	38
3.1.1 Einsteinkoeffizienten	38
3.1.2 Ultrakurze Laserpulse	40
3.2 Aufbau des Lasers	46
3.2.1 Oszillator	47
3.2.2 Verstärker	49
KAPITEL 4	55
4.1 Das Spektrometer	56
4.2 Der Detektor / Multi-Channel-Plates	60
4.2 Die Kaliumquelle	65
4.3 Die Vakuumkammer	70
4.4 Die Photonenquelle	72
4.5 Datenaufnahme & Überlagerung des Röntgen- und Laserpulses	78

KAPITEL 5	83
Experimentelle Probleme	94
Zusammenfassung	97
Literaturverzeichnis	99
Abbildungsverzeichnis	103

KAPITEL 1

Einleitung

400 Jahre vor Christus behauptete der griechische Gelehrte Demokrit die Welt bestünde aus definierten kleinsten Teilchen, den Atomen, welche durch Wechselwirkungen untereinander die Eigenschaften von Stoffen bestimmen. Da in der damaligen Zeit die Welt als etwas Göttliches angesehen wurde, fand die Idee Demokrits bei seinen Zeitgenossen keine Zustimmung.

Erst 2000 Jahre später wurde diese Idee durch den englischen Chemiker John Dalton wieder aufgegriffen. Er schloss aus konstanten Mengenverhältnissen bei chemischen Reaktionen darauf, dass immer eine feste Anzahl von Atomen des jeweiligen Typs an diesen Reaktionen beteiligt ist. 1897 fand der britische Physiker Joseph J. Thompson, dass die zuvor als unteilbar angenommen Atome kleinere Teilchen, die Elektronen, enthielten. Zu Beginn des 20. Jahrhunderts beschäftigten sich immer mehr Forscher mit diesen kleinsten Teilchen und entwickelten immer neuere Modelle, um die Welt beschreiben zu können.

Der physikalische Fortschritt der letzten 100 Jahre ergab eine Aufspaltung bei der Untersuchung der kleinsten Teilchen in die Atom- und die Kernphysik. Die Kernphysik beschäftigt sich mit der Struktur der Atomkerne, mit deren Eigenschaften und Reaktionen. Die Atomphysik untersucht das Verhalten der Atomhülle, die Struktur der Atome und ihre gegenseitigen Wechselwirkungen.

Werner Heisenberg führte die Entwicklung der Atomphysik weiter voran, indem er zeigte, dass Ort- und Impuls eines atomaren Teilchens nicht gleichzeitig genau bestimmbar sind. Um 1900 herum entwickelte sich durch Arbeiten von Max Planck und Albert Einstein ein Modell, in welchem die Energie von Atomen durch gequantelte Größen beschrieben ist. Diese Entwicklung führte zu einem Bruch mit der klassischen Physik. Die daraus entstandene Quantenphysik wurde in der Atomphysik weiterentwickelt und ermöglicht eine quantitative Beschreibung und Vorhersage makroskopischer Materie aus ihrem mikroskopischen Aufbau heraus.

Zur Geburtsstunde der Atomphysik ging man davon aus, dass diese als eine Grundlagen erforschende Physik angesehen werden kann. Selbst Lord Ernest Rutherford, der durch seine Forschung einen großen Beitrag zur Atomphysik leistete, konnte sich allerdings keine konkreten Anwendungen für die Atomphysik vorstellen und sagte noch 1927: „Anyone who expects a source of power from transformations of atoms is talking moonshine“ [2]. In der heutigen Zeit sind atomphysikalische Untersuchungsverfahren aus der Physik und anderen wissenschaftlichen Bereichen wie der Chemie und der Biologie nicht mehr wegzudenken. Die Entwicklung von Geräten wie z.B. die Röntgenröhre, Oszillographen, Tomographen oder Lasern sind für die Wissenschaft zu unentbehrlichen Hilfsmitteln geworden. Speziell die Entwicklung im Bereich des Lasers und der Teilchenbeschleuniger ermöglicht eine detaillierte Beschreibung des Aufbau und der dynamischen Vorgänge sowohl in Atomen als auch in Molekülen.

Motivation

Ursprünglich wurde das in dieser Arbeit beschriebene Experiment entwickelt, um den innerhalb weniger Femtosekunden sehr schnell ablaufenden Auger-Prozess mittels eines so genannten Pump/Probe-Experiments zeitaufgelöst zu untersuchen. Während eines Pumpvorgangs soll der Auger-Prozess ausgelöst werden. Hierbei besteht die Möglichkeit durch einen kurzen Laserpuls den Auger-Prozess zu manipulieren. Diese Manipulation und der zeitlich Ablauf des Prozesses soll anschließend in einem Probevorgang, mit einem Röntgenpuls untersucht werden. Um den Auger-Prozess zeitaufgelöst darstellen zu können benötigt man einen Probepuls mit einer Länge im Bereich der Dauer des Auger-Prozesses. Auf Grund der technischen Voraussetzungen an der Beamline 5.3.1 der Advanced Light Source in Berkeley, Kalifornien war eine Realisierung der zeitaufgelösten Untersuchung des Auger-Prozesses nicht möglich, da der Röntgenpuls mit einer Länge von annähernd 50 ps nicht ausreichend kurz war. Trotzdem die technischen Anforderungen nicht gegeben waren, wurde das Experiment als eine Art Vorexperiment durchgeführt. Es sollte möglich Fehlerquellen in der Durchführung und der anschließenden Auswertung aufzeigen und die Handhabung bei der Überlagerung des Laser- und Röntgenpulses verbessern.

Bereits vorangegangene Experimente befassten sich mit der Untersuchung von Photoionisationseffekten in Argon- und Kaliumatomen, wodurch es nahe lag, auch dieses Experiment an einem beziehungsweise beiden Atomen durchzuführen. Speziell das Kaliumatom, welches im Vergleich zum Argonatom ein Valenzelektron auf der äußeren Schale besitzt, eignet sich für ein solches Pump/Probe-Experiment. Als Ziel für dieses Experiment ergab sich, dass der Einfluss des 4s-Elektrons auf die Kernabschirmung des Kaliumatoms untersucht werden sollte. Die Manipulation des 4s-Elektrons sollte mit dem Pumppuls des Lasers stattfinden, während der anschließende Probevorgang mit Hilfe des Röntgenpulses erfolgen sollte.

Die K-Schale des Kaliumatoms wird durch die Röntgenphotonen ionisiert und die Anzahl der aus dem darauf folgenden Auger-Prozess entstandenen, schnellen Auger-Elektronen wird in Abhängigkeit von der Energie der Röntgenphotonen aufgezeichnet. Mit Hilfe eines kurzen Laserpulses wird, in einem zweiten Versuchsteil, das 4s-Elektron aus dem Kaliumatom entfernt. Die K-Schale des entstandenen Kaliumions wird ebenfalls mit den Röntgenphotonen ionisiert. Durch die Detektion der Auger-Elektronen in Abhängigkeit von der Energie der Röntgenphotonen und einem Vergleich mit dem Experimentteil des neutralen Kaliumatoms, könnte eine Veränderung in der Energie der K-Schale zu erkennen sein. Dies könnte auf eine mögliche Änderung der Kernabschirmung des Kaliumkerns nach dem Entfernen des 4s-Elektrons schließen lassen.

KAPITEL 2

Theoretische Grundlagen

2.1 Eigenschaften des Lichtes

Die Beschaffenheit des Lichtes wurde Jahrhunderte lang diskutiert und seit Ende des 17. Jahrhunderts gab es sowohl die Wellen- als auch die Teilchentheorie, um sie zu beschreiben. Zu Beginn des 19. Jahrhunderts rückte dann die Teilchentheorie immer mehr in den Hintergrund, nachdem durch Experimente von Thomas Young (1773-1829) Hinweise auf die Wellennatur des Lichtes gefunden wurden. Eine weitere Bestätigung dafür, dass sich das Licht mit dem Wellenbild beschreiben lässt, folgte durch den englischen Physiker James Clerk Maxwell (1831-1879), welcher die Existenz von elektromagnetischen Wellen voraussagte. Im Jahre 1886 gelang es Heinrich Hertz (1857-1894) diese Wellen auch experimentell nachzuweisen, wodurch endgültig bewiesen zu sein schien, dass Licht als eine Welle mit elektromagnetischen Eigenschaften betrachtet werden kann.

Durch Plancks Theorie zur Hohlraumstrahlung wurde im Jahre 1900 diese Annahme in Zweifel gezogen. Erst mit der 1905 von Albert Einstein (1879-1955) verfassten Publikation zum photoelektrischen Effekt des Lichtes und der Arbeit von Arthur Holly Compton (1892-1962) über die Streuung von Licht an

quasifreien Elektronen nahm die Teilchentheorie wieder einen festen Platz in der Physik ein.

Einstein beschrieb das Licht als aus Quanten mit Partikeleigenschaften bestehend, wobei er den bereits von Planck eingeführten Begriff der Quantisierung verwendete. Im Jahre 1926 prägte der Chemiker Gilbert Newton Lewis (1875-1946) den Ausdruck *Photon* (griech. $\varphi\omicron\tau\omicron\varsigma$ = Licht), wobei er damit nicht das Lichtquant selbst beschrieb, sondern den Begriff im Rahmen einer von ihm vorgeschlagenen Theorie über die Wechselwirkung von Atomen mit Licht einführte.

Die von Einstein aufgestellte Hypothese, dass Licht aus Quanten bestehe, die sich alle mit Lichtgeschwindigkeit fortbewegen, führte dazu, dass dem Licht neben den Welleneigenschaften wie Interferenz und Polarisierung auch wichtige Teilchencharakteristika wie Energie und Impuls zugeordnet wurden. Die dem Photon zugeordnete Energie E ergibt sich zu:

$$E = h \nu \quad (2.1)$$

Mit h wird das *Plancksche Wirkungsquantum*, eine universelle Naturkonstante, bezeichnet ($h = 6,6260755 \cdot 10^{-34}$ Js).

Mit der ebenfalls von Einstein im Rahmen des Relativitätsprinzips hergeleiteten Beziehung für die Ruhemasse m_0 eines bewegten Teilchens

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} \quad (2.2)$$

m : Gesamtmasse; c : Lichtgeschwindigkeit; v : momentane Geschwindigkeit

und der relativistischen Fundamentalgleichung

$$E = mc^2 \quad (2.3)$$

zeigt sich, dass Photonen, wenn es eine Grenzggeschwindigkeit c gibt, keine Ruhemasse besitzen. Wäre dies nicht der Fall, so würde ihre Gesamtmasse und damit ihre Energie unendlich groß werden.

Nach Gerthsen [1] ergibt sich wegen $c = \lambda \nu$ für den Impuls eines Photons:

$$p = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda} \quad (2.4)$$

Photonen besitzen eine unendliche Lebensdauer, können jedoch durch verschiedene physikalische Prozesse erzeugt oder auch vernichtet werden. Zum Beispiel kann ein gebundenes Elektron unter Zuhilfenahme der Photonenenergie das Atom verlassen, wodurch das Photon vernichtet wird. Dieser als Photoeffekt bezeichnete Vorgang setzt eine Energie des Photons voraus, welche mindestens der Ionisationsenergie des Elektrons entspricht, um dieses aus dem Atom lösen zu können. Die restliche Photonenenergie geht in die kinetische Energie des jetzt freien Elektrons über:

$$E_{kin} = h\nu - W_0 \quad (2.5)$$

W_0 : Auslösearbeit der Elektronen

Die Annahme, dass bei einer Intensitätszunahme des Lichtes die Photonen mehr Energie erhalten, konnte durch Messungen zum Photoeffekt schnell widerlegt werden. Bei den Experimenten konnte der erwartete Anstieg in der kinetischen Energie der Elektronen nicht beobachtet werden. Vielmehr wurde mit steigender Lichtintensität ein Anstieg in der Menge der ausgelösten Elektronen registriert, was auf eine Zunahme der Anzahl der im Lichtstrahl befindlichen Photonen zurückzuführen ist. Die Erzeugung von Photonen kann durch Übergänge von Elektronen zwischen diskreten Energiezuständen stattfinden.

Das 1913 von Niels Bohr (1885-1962) entwickelte Atommodell mit der Annahme, dass sich Elektronen auf bestimmten Bahnen strahlungsfrei bewegen können, liefert eine gute Möglichkeit die Vorgänge im Atom zu

beschreiben. Unter der Voraussetzung, dass sich Elektronen im Einfluss des Coulombpotenzials des Kerns durch stehende Wellen beschreiben lassen, ergeben sich nach Demtröder [2] diskrete Werte für die Radien der Elektronenbahnen von:

$$r = \frac{n^2}{Z} a_0 \quad (2.6)$$

Z = Kernladung; $a_0 = \frac{\epsilon_0 h^2}{\pi \mu e} = 5,2917 \cdot 10^{-11} \text{ m} \approx 0,5 \text{ \AA}$ (Bohrsche Radius);

n = Quantenzahl

Somit besitzen nach dem Bohrschen Atommodell Elektronen auf solchen gequantelten Elektronenbahnen diskrete Energiewerte $E(n)$, die durch die ganzzahlige Quantenzahlen festgelegt sind:

$$E(n) = -Ry^* \cdot \frac{Z^2}{n^2} \quad (2.7)$$

$Ry^* = Ry \cdot h \cdot c = \frac{\mu e^4}{8 \epsilon_0^2 h^2}$ (Rydbergkonstante in Energieeinheiten; $[Ry^*] = 1 \text{ J}$)

Diese Energiezustände werden auch Quantenzustände des Atoms genannt, zwischen denen Elektronenübergänge, so genannte Quantensprünge, durch Emission und Absorption von entsprechenden Energiebeträgen möglich sind.

Durch die Absorption von Photonen kann einem Atom Energie zugeführt werden. Abhängig von der Höhe des Energiebetrages, wird das Atom entweder angeregt, indem ein Elektron aus einem näher am Kern liegenden Energiezustand in einen weiter entfernt liegenden Zustand übergeht, oder das Atom wird ionisiert, wobei hier dem Elektron so viel Energie zugeführt wird, dass dieses das Atom verlassen kann. Angeregte Atome besitzen die Möglichkeit durch Aussenden eines Photons die überschüssige Energie wieder abzugeben, wodurch das Elektron in einen näher am Kern liegenden Energiezustand rückt.

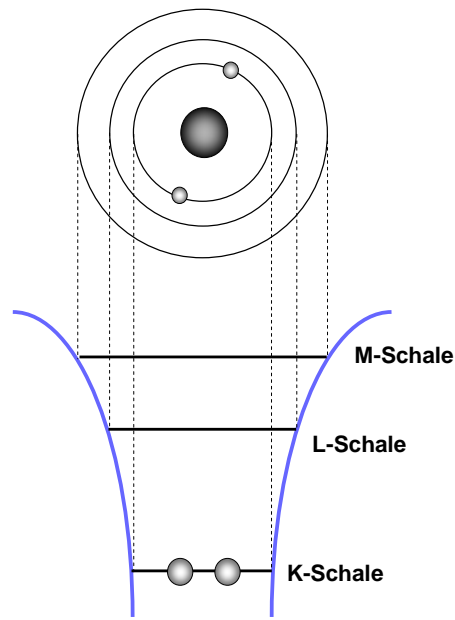


Abb. 2.1 Das Bohr-Modell des Wasserstoffatoms. Oben sind die stationären Kreisbahnen, darunter der Coulombtopf mit den stationären Energiezuständen gezeigt.

Die obigen Überlegungen lassen darauf schließen, dass jegliche elektromagnetische Strahlung, von langen Radiowellen bis hin zur kurzwelligen Gammastrahlung, in Photonen quantisiert ist und somit sowohl Teilchen- als auch Wellencharakter aufweist. Des Weiteren stellte sich die Frage, ob ein solcher Dualismus zwischen Teilchen- und Wellentheorie auch für Partikel mit einer nicht verschwindenden Ruhemasse gelten würde. 1924 hatte der französische Physiker Louis-Victor de Broglies (1892-1987) erstmals die von Einstein und Planck eingeführten Energiegleichungen in Beziehung zueinander gebracht:

$$h\nu = mc^2 \quad (2.8)$$

An Hand dieser Überlegungen konnte de Broglies einer räumlich konzentrierten Masse, die nach Einsteins Relativitätsprinzip äquivalent zur Energie ist, eine Schwingung zuordnen. Ebenfalls konnte er mittels Gleichung 2.8 eine Welle mit einer Frequenz ν konstruieren, deren Fortpflanzung im Raum der Bahn eines Teilchens der Energie $E = mc^2$ entspricht. Diese Formulierungen treffen auch

auf bewegte geladene Teilchen, zum Beispiel Elektronen, in elektromagnetischen Feldern zu. Um einen eindeutigen Zusammenhang zwischen Teilchen- und Wellenbild für Partikel mit nicht verschwindender Masse zu erhalten, kann auf eine Darstellung des Teilchenimpulses nicht verzichtet werden. Für die Betrachtung des Impulses müssen alle räumlichen Komponenten des Impulses dargestellt und zu einem relativistischen Energie-Impuls-Vektor P_μ zusammengefasst werden [3]. Auf die exakte Herleitung des Impulses für Materiepartikel wird an dieser Stelle verzichtet und nur das Resultat gezeigt. Der Impuls eines Teilchens mit Masse m ergibt sich zu:

$$p = \hbar k \quad (2.9)$$

Für diese Herleitung wurde die Kreiswellenzahl $k = 2\pi/\lambda$ eingeführt und die Abkürzung $\hbar = h/2\pi$ verwendet.

In Analogie zum Licht zeigt Gleichung 2.9, dass einem Teilchen mit dem Impuls p eine „Phasenwelle“ mit einer Wellenlänge $\lambda = h/p$ zugeordnet werden kann.

Dieser so genannte Welle-Teilchen-Dualismus, der sowohl auf die Beschreibung des Lichtes als auch auf die Darstellung von Materieteilchen angewendet werden kann bedeutet nicht, dass entweder das eine oder das andere gilt. Vielmehr haben alle Teilchen stets sowohl Wellen- als auch Teilchencharakter. Abhängig von den durchgeführten Experimenten tritt dann eben der eine Charakter *stärker* als der andere hervor. Erst durch die Formulierung der Quantenmechanik, welche auch das Unbestimmtheitsprinzip von Heisenberg ($\Delta X \Delta P \geq h/2\pi$) umfasst, wurde eine widerspruchsfreie und eindeutige Beschreibung atomarer Vorgänge möglich.

2.2 Strahlende Übergänge

Interaktionen zwischen Photonen und Atomen oder auch Elektronen induzieren eine Vielzahl atomarer Prozesse. Zu diesen zählen auch die bereits oben aufgeführten Einfachphotonen- und Multiphotonen-Ionisationen. Eine Beschreibung der Prozesse erfolgte mit den Theorien der Klassischen Mechanik und der Quantenmechanik, wobei das Wissen über die Erzeugung und Vernichtung von Photonen vorausgesetzt wurde. Die einfachsten Vorgänge bei Wechselwirkungen zwischen Photonen und Atomen, wie die *Absorption* und die *Emission* eines Photons, oder der, bei der Doppelphotonenionisation erwähnte Auger-Prozess, sollen in dem nachfolgenden Abschnitt eingehender betrachtet werden

Spontane Emission

Als eine Emission (*lat. emittere = aussenden*) wird in der Atomphysik die Aussendung von elektromagnetischen Wellen oder auch die Aussendung von atomaren und subatomaren Teilchen bezeichnet. Zusätzlich gibt es eine Unterscheidung zwischen einer *spontanen Emission* und einer *stimulierte Emission*. Bei einer spontanen Emission hängt der Emissionszeitpunkt nicht von den äußeren Einflüssen ab, während die induzierte Emission durch das Einstrahlen einer elektromagnetischen Welle ausgelöst wird. Insbesondere die Erzeugung von Laserlicht wird durch die stimulierte Emission ermöglicht (siehe Kapitel 3).

Befindet sich ein Atom in einem energetisch angeregten Zustand E_i , der zum Beispiel durch die Absorption (siehe unten) von Photonen erzielt werden kann, so kann es von selbst in einen tiefer liegenden Zustand E_j übergehen. Bei diesem spontanen Vorgang, der auch als Fluoreszenz bezeichnet wird, emittiert das Atom ein Photon der Energie $h\nu_{ij} = E_i - E_j$. Der Zustand E_j kann energetisch noch über dem Grundzustand E_0 des Atoms liegen und durch weitere spontane Emissionen oder elastische Stöße in diesen übergehen.

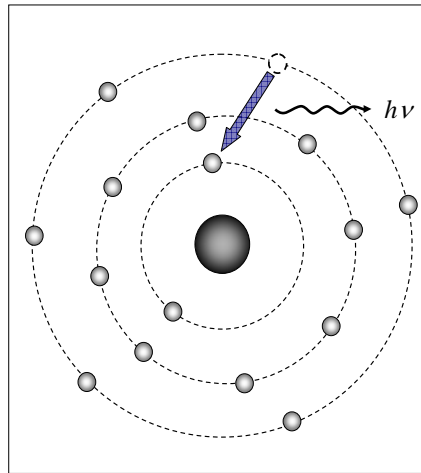


Abb. 2.2: Ein angeregtes Atom emittiert spontan ein Photon $h\nu$ und geht dabei in den Grundzustand über.

Absorption

Das Ereignis der Absorption (*lat. absorbere = verschlingen*) kann als Umkehrprozess der spontanen Emission betrachtet werden. Durch das Absorbieren eines Lichtquants $h\nu$ geht das Atom von einem Zustand E_k in einen energetisch höheren Zustand E_i über.

$$E_i = E_k + h\nu \quad (2.19)$$

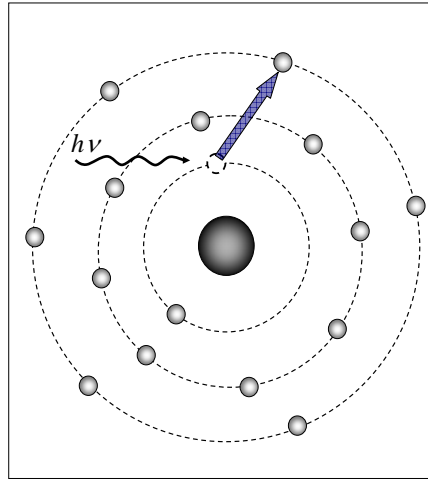


Abb. 2.3: Ein Atom im Grundzustand absorbiert ein Photon $h\nu$. Das Atom geht dabei in einen angeregten Zustand über

Stimulierte Emission

Die stimulierte Emission kann ebenfalls als eine Form der Absorption, unter Berücksichtigung des Emissionsvorgangs, betrachtet werden. Das Atom im angeregten Zustand E_i wird durch das Absorbieren eines Photons zur Emission zweier Photonen mit derselben Frequenz ν_{ij} stimuliert. Dabei geht das Atom in einen energetisch tieferen Zustand E_j über. An Hand der Energieerhaltung ergibt sich für die stattfindende Reaktion folgendes:

$$h\nu_{ij} + E_i \rightarrow E_j + 2 h\nu_{ij} \quad (2.20)$$

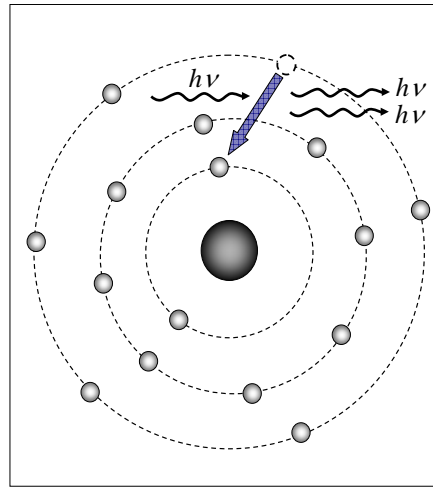


Abb. 2.4: Das einfallende Photon $h\nu$ stimuliert das Atom zum Aussenden eines zweiten Photons mit derselben Frequenz ν .

1917 gelang Albert Einstein, mit der Einführung der nach ihm benannten Einsteinkoeffizienten, eine exakte Beschreibung der Vorgänge der spontanen und stimulierten Emission und der Absorption, welche in dem Kapitel zur Theorie des Lasers (Kapitel 3) eingehender betrachtet werden.

2.3 Photoionisation

Tritt ein Photon mit einem Atom in Wechselwirkung, gibt es eine Vielzahl von möglichen Vorgängen die innerhalb des Atoms ablaufen können. Wichtig hierbei ist die Höhe des Energiebetrages, die auf das Atom bzw. auf ein Elektron innerhalb des Atoms wirkt. Wie bereits oben beschrieben, kann bei bestimmten Energien das Elektron seinen Grundzustand verlassen und in einen höher liegenden Energiezustand übergehen. Das Atom wird also durch das absorbierte Photon angeregt. Eine weitere Erhöhung der Energie induziert einen Ionisationsvorgang, bei welchem das Elektron so viel Energie aufnimmt,

wodurch es ihm möglich ist in das Kontinuum zu gelangen. Prozesse, bei denen durch den Einfluss eines Photons, ein Elektron das Atom verlassen kann, werden durch den Begriff der Photoionisation beschrieben. Hierbei wird unterschieden, ob die zur Ionisation benötigte Energie von einem, zweien oder mehreren Photonen stammt. Für den Fall, dass nur ein Photon mit einem Elektron wechselwirkt, spricht man von einer *Einfachphotoionisation*. Im Gegensatz dazu wird von einer *Doppelphotoionisation* gesprochen, wenn ein Photon die Möglichkeit hat mit zwei Elektronen wechselzuwirken und diese aus dem Atom zu entfernen. Bei einem Einfluss von mehreren Photonen auf das Atom können verschiedene Prozesse wie zum Beispiel die *Mehrphotonen-Ionisation* (MPI) oder auch die *Above Threshold Ionisation* (ATI) eintreten. Für die nachfolgenden Betrachtungen spielt die Anregung von Atomen eine untergeordnete Rolle und das Hauptaugenmerk ist auf die Photoionisation gerichtet. Es soll veranschaulicht werden, welche Formen der Photoionisation bekannt sind und unter welchen Umständen diese auftreten.

2.3.1 Einfachionisation

Der Vorgang der Einfachionisation ist identisch mit dem bereits oben erläuterten von Einstein beschriebenen Photoeffekt. Trifft ein Photon mit einer Energie $h\nu$ auf ein Atom, welches sich innerhalb eines Verbunds in einem Festkörper bzw. Molekül befindet oder als nahezu freies Atom in Gasform vorliegt, so können Wechselwirkungen zwischen dem Photon und einem Elektron im Atom auftreten. Besitzt das Photon genügend Energie um das gebundene Elektron aus dem Atom zu lösen und es ins Kontinuum zu heben, wird dieser Vorgang als Ionisation des Atoms bezeichnet. Das ausgelöste Elektron wird als Photoelektron bezeichnet und besitzt nach dem Verlassen des Atom eine kinetische Energie $E_{kin} = h\nu - W_0$, wobei mit W_0 die Bindungsenergie des Elektrons bezeichnet ist.

2.3.2 Doppelionisation

Die Doppelionisation beschreibt einen Vorgang, bei dem zwei Elektronen in einem Atom durch Wechselwirkungen mit einem oder mehreren Photonen beeinflusst werden. Bei Experimenten an Synchrotronanlagen ergibt sich die Doppelionisation durch den Einfluss eines Photons auf das Atom, während bei Experimenten mit Lasersystemen die Doppelionisation als eine Folge der Wechselwirkung mehrerer Photonen mit einem Atom auftritt. Je nachdem, ob die beiden Elektronen zum gleichen Zeitpunkt oder innerhalb einer sehr kurzen Zeitspanne beeinflusst werden, wird zwischen der direkten bzw. nicht-sequentiellen und der indirekten bzw. sequentiellen Doppelionisation unterschieden. Im Bereich der Lasertechnik, wenn mehrere Photonen mit einem Atom wechselwirken, spricht man von sequentieller oder nicht-sequentieller Doppelionisation und bei Beschleunigerexperimenten spricht man von der direkten oder indirekten Doppelionisation.

Bei der *sequentiellen bzw. indirekten Doppelphotoionisation* besteht die Besonderheit darin, dass zwei Elektronen von dem Atom emittiert werden, die Ionisationsvorgänge jedoch einzeln und unabhängig voneinander ablaufen. Anders ausgedrückt, könnte auch von zwei Einfachphotoionisationen innerhalb einer sehr kurzen Zeitspanne gesprochen werden. Wird zum Beispiel ein bereits ionisiertes Atom, welches sich im Einfluss eines Laserfeldes befindet, durch den Vorgang der Tunnelionisation (siehe unten) nochmals ionisiert, so spricht man von einer sequentiellen Doppelionisation.

Die indirekte Doppelionisation wird häufig auch als zweistufiger Doppelionisationsprozess bezeichnet. Trifft ein eingestrahltes Photon auf ein stark gebundenes Elektron, so kann dieses je nach vorhandener Energie in einen höher liegenden Energiezustand oder das Kontinuum gehoben werden. Anschließend kann in einem zweiten Prozess das entstandene Elektronenloch zum Beispiel durch ein Elektron aus einer höher liegenden Schale aufgefüllt werden und die dadurch frei werdende Energie an ein weiteres Elektron übertragen werden. Das Elektron besitzt dann die Möglichkeit das Atom zu verlassen. Mit ausreichender Energie des eingestrahlten Photons kann das Atom somit in einem zweistufigen Prozess doppelt ionisiert werden. Der zweite

Vorgang wird durch einen eigenständigen Prozess, den Auger-Prozess, beschrieben und in einem separaten Abschnitt dieses Kapitels eingehender erklärt.

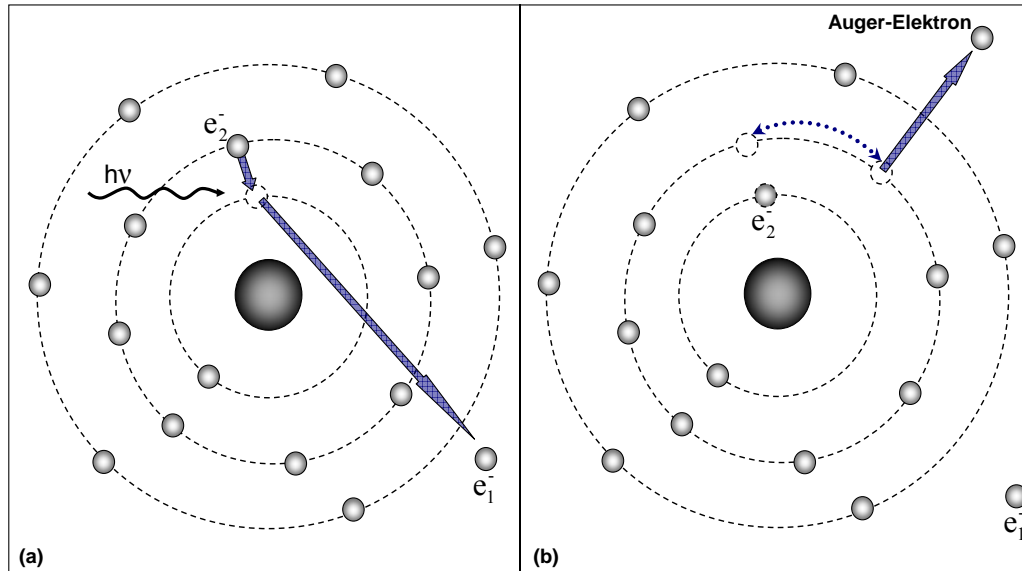


Abb. 2.5: schematische Darstellung des Auger-Prozess nach dem Bohrschen Atommodell

Die *nicht-sequentielle bzw. direkte Doppelionisation* beschreibt einen Prozess, bei welchem zwei Elektronen sich die Energie des eingestrahlt Photons teilen und gleichzeitig das Atom verlassen. Diese Form der Ionisation ereignet sich zu einem festen Zeitpunkt t und kann aus diesem Grund nur als ein Ionisationsschritt betrachtet werden. Bedingt durch die Wechselwirkungen zwischen Elektronen und Photonen mit unterschiedlichen Energien, kann dieser Ionisationsschritt auf verschiedene Arten erfolgen.

Ein möglicher Vorgang der direkten Doppelionisation ist der *Shake-Off-Prozess*. Eine Photoionisation bewirkt, dass sich das effektive Kernpotenzial des Atoms verändert. Ist an der Photoionisation ein hochenergetisches Photon beteiligt, so kann die Potenzialänderung so schnell geschehen, dass sich die gebundenen Elektronen kurzzeitig nicht mehr in den stationären Eigenzuständen des neuen Potenzials befinden. Das Einstellen der Wellenfunktion auf die neuen

Eigenzustände geschieht sehr viel langsamer, wodurch die Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Elektronen im Kontinuum liegen kann. So genannte Shake-Off-Elektronen weisen in einem Energiespektrum eine kontinuierliche Verteilung auf, welches bei 0 eV ein Maximum aufweist. Zur direkten Doppelionisation zählt auch der „Two-Step-One“ Prozess (TS1), welcher in der Literatur auch als „Knock-Off“ Prozess bezeichnet wird. Hierbei kann ein freies Elektron beim Verlassen des Atoms an einem noch gebundenen Elektron streuen. In Folge eines inelastischen Stoßes kann somit ein Energieübertrag stattfinden, wodurch das zweite Elektron ebenfalls das Atompotenzial verlässt und in das Kontinuum übergeht.

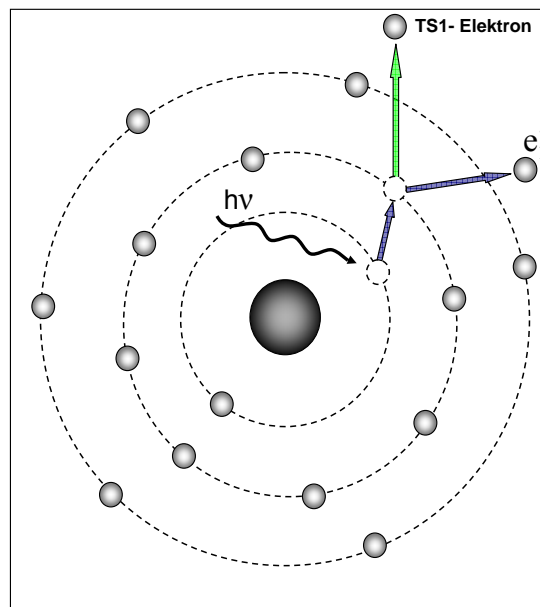


Abb. 2.6: schematische Darstellung des Two Step One Prozess nach dem Bohrschen Atommodell

Ein Modell zur Beschreibung der nicht-sequentiellen Doppelionisation ist das von Corkum aufgestellte *Recollision* oder auch *Rescattering* Modell. Hierbei geht man davon aus, dass durch Tunnelionisation unter dem Einfluss eines Laserfeldes ein freies Elektron erzeugt wird. In dem elektrischen Feld des Lasers erfährt das Elektron eine Beschleunigung weg von dem Ion. Die Polarisation des

Laserfeldes dreht sich nach einer bestimmten Zeit um, wodurch das Elektron zu dem Ion zurück beschleunigt wird. Besitzt das Elektron genug Energie, so besitzt es die Möglichkeit durch einen Elektronenstoß ein weiteres Elektron aus dem Atom lösen.

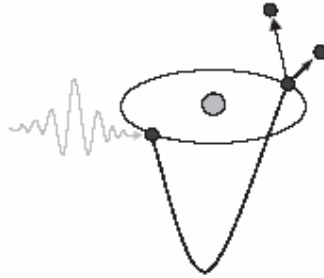


Abb. 2.7: Schematische Darstellung der nicht-sequentiellen Doppelionisation durch Recollision [5]

2.3.3 Multiphotonen-Ionisation

Das Arbeiten mit Licht, speziell das Arbeiten mit Laserlicht, erfordert das Wissen über Ionisationsprozesse, die durch den Einfluss von mehreren Photonen auf das Atom auftreten. Die folgende Abschätzung für die Anzahl der Photonen im Laserfokus soll eine Vorstellung davon vermitteln, was es bedeutet, wenn von mehreren Photonen die Rede ist. In einem kohärenten Volumen $V = \lambda^3$ kann die Anzahl der Photonen im Fokus wie folgt berechnet werden

$$N = \frac{IV\lambda}{c^2h} \quad (2.10)$$

Für den Betrieb des Lasers bei einer Wellenlänge von $\lambda \sim 800 \text{ nm}$ (entspricht einer Photonenenergie von $\sim 1,5 \text{ eV}$) und einer Intensität im Laserfokus ($100 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$) von $I \sim 1,5 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$ ergibt sich eine Anzahl von Photonen im Laserfokus von $N \sim 1 \cdot 10^{10}$.

Durch das Einstrahlen von intensiver elektromagnetischer Strahlung können mehrere Photonen gleichzeitig mit Atomen in Wechselwirkung treten. Solche

Vorgänge werden als Multiphotonen-Prozesse bezeichnet und weisen eine starke nicht lineare Abhängigkeit von der Intensität der eingestrahlten Strahlung auf.

Bei Multiphotonen-Prozessen kann ein Atom im Grundzustand mit elektromagnetischer Strahlung einer Frequenz ν ionisiert werden, auch wenn die resultierende Photonenenergie $h\nu$ kleiner ist als die benötigte Ionisationsenergie E_i [4]. Ein solcher, als Multiphotonen-Ionisation (MPI) bezeichnet Vorgang, beschreibt eine Ionisation des Atoms durch Absorption von mehreren, meist niederenergetischen Photonen.

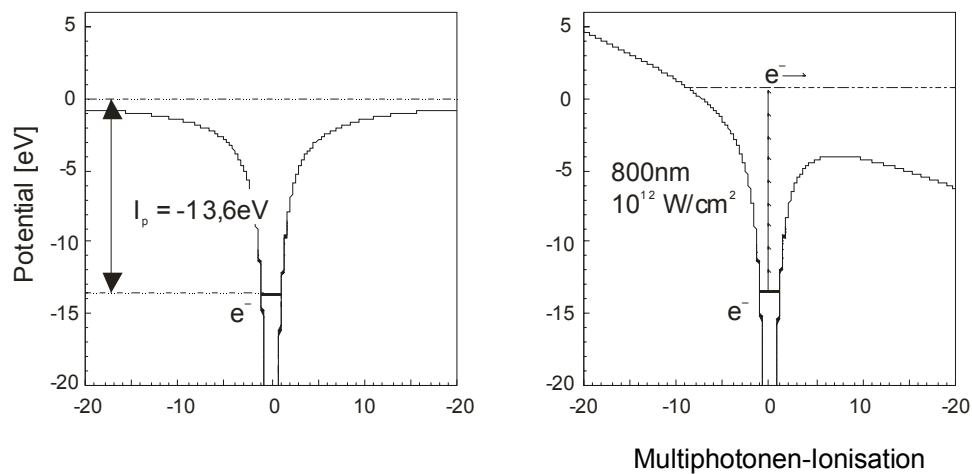


Abb. 2.8: Multiphotonen-Ionisation am Beispiel des Wasserstoffatoms in einem 800 nm Laserfeld. Gezeigt ist das Coulombpotenzial des Protons, dem ein intensives Laserfeld der Stärke 10^{12} Wcm^{-2} überlagert ist. [5]

In dem Fall, dass als elektromagnetische Strahlung Laserlicht mit geringer Intensität verwendet wird, kann der Multiphotonen-Prozess gut durch die Störungsrechnung erster Ordnung [6, 7] beschrieben werden. Die Ionisationsraten Γ_n bei Multiphotonionisationen können danach folgendermaßen beschrieben werden:

$$\Gamma_n = \sigma_n I^n \quad (2.11)$$

Mit n ist die minimale Anzahl der für eine Ionisation benötigten Photonen bezeichnet und I entspricht der Intensität des Lasers im Fokus. Die störungstheoretische Bestimmung des durch σ_n charakterisierten generalisierten Wirkungsquerschnitts erweist sich als sehr kompliziert, da Prozesse der höheren Ordnungen nicht vernachlässigbar sind [8, 9]. Die Richtigkeit der in Gleichung 2.11 aufgestellten Beziehung wurde experimentell bis zu einer Photonenanzahl $n = 22$ für Helium mit einem Nd:YAG Lasersystem bei einer Wellenlänge von $1.06 \mu\text{m}$ und einer Laserintensität von 10^{15} W/cm^2 durch Lompre et al. [10] bestätigt. Erhöht sich jedoch die Laserintensität über einen kritischen Wert hinaus, so weichen Theorie und experimentelle Ergebnisse der Ionisationsraten bei MPIs stark voneinander ab. Diese Abweichung ist darauf zurückzuführen, dass mit steigender Laserintensität die Zahl der nicht ionisierten Atome im Fokus abnimmt. Die maximale Intensität, bei der Gleichung 2.11 ihre Richtigkeit verliert, wird als Sättigungsintensität I_s bezeichnet.

Eine spezielle Form der MPI ist die resonanzverstärkte Multiphotonen-Ionisation (**Resonance Enhanced MultiPhoton Ionization = REMPI**) bei der die Photonen mit einer diskreten Energie zunächst einen elektronischen Zwischenzustand des Atoms oder Moleküls anregen und erst im zweiten Schritt das Atom ionisieren. Der Fall der resonanten Zweiphotonenionisation stellt den einfachsten Vertreter der MPI dar und wird sehr effektiv in der analytischen Massenspektrometrie angewendet.

Above Threshold Ionisation

Ein weiterer Spezialfall der Multiphotonen-Ionisation wird durch die Above Threshold Ionisation (ATI) beschrieben. Freie Elektronen, die bei einer Multiphotonenionisation entstanden sind [11, 12], können nach dem Verlassen des Atoms eine weitere Zahl von Photonen aufnehmen. Auf den ersten Blick scheint dieser Vorgang unmöglich, da eine Verletzung der Impuls- und Drehimpulserhaltung die Folge wäre. Wird jedoch der gesamte Vorgang unter der Annahme betrachtet, dass sich das freie Elektron zum Zeitpunkt der zusätzlichen Photonenaufnahme noch innerhalb des Einflusses des

Kernpotenzials befindet, so besteht die Möglichkeit der Kompensation des Elektronenimpulses durch den Atomkern. Für den Fall niedriger Strahlungsintensitäten kann ebenfalls die Störungstheorie niedriger Ordnung eine gute Abschätzung für die Ionisationsraten liefern:

$$\Gamma_{n+s} \propto I^{n+s} \quad (2.12)$$

Die Zahl der zusätzlich absorbierten Photonen wird mit s bezeichnet. Experimentell konnte der theoretische Zusammenhang für geringe Laserintensitäten ebenfalls von Fabre et al. 1982 [13] bestätigt werden. Für die kinetische Energie der Photoelektronen ergibt sich nach Gl. 2.5

$$E_{kin} = (n + s)h\nu - I_p \quad (2.13)$$

An Hand der obigen Gleichung wären regelmäßige Maxima in Abständen von $h\nu$ in den Energiespektren der Photoelektronen zu erwarten. Auch wäre nach Gleichung 2.12, durch die starke Ionisationsabhängigkeit, ein sehr schnelles Kleinerwerden der ATI-Peaks höherer Ordnung zu erwarten. Die ersten ATI-Spektren wurden bereits in den 80er Jahren beobachtet und zeigten eine sehr gute Übereinstimmung zur Theorie. Erst mit der Möglichkeit höhere Laserintensitäten zu erzeugen und die dadurch entstanden Photoelektronen hochaufgelöst zu detektieren, wurde 1993 [14] eine Abweichung zur Theorie festgestellt. Die zu erwartende Abnahme der Absorptionspeaks bei höheren Intensitäten konnte in der Form nicht beobachtet werden, vielmehr wurden diese überproportional größer. Auch das Verschwinden des ersten ATI-Peaks ergab Widersprüche zu der vorhergesagten störungstheoretischen Näherung. Diese Abweichungen werden dem AC-Stark-Effekt zugeschrieben. In oszillierenden Feldern besitzen freie Elektronen zusätzlich zu ihrer kinetischen Energie eine Schwingungsenergie, die als ponderomotive Energie U_p bezeichnet und sich wie folgt berechnen lässt:

$$U_p = \frac{e^2 E^2}{4m_e \omega^2} \quad (2.14)$$

e ist die Ladung eines Elektrons, E die lokale Feldstärke, m_e die Masse des Elektrons und ω die Winkelgeschwindigkeit zur Frequenz des Laserfeldes.

Durch den Einfluss von intensiven Laserfeldern können die atomaren Zustände des Atoms angehoben werden, wobei die Rydbergzustände und die Kontinuumszustände auf Grund ihrer größeren Entfernung zum Kern stärker angehoben werden als der Grundzustand [15]. Die Verschiebungen der Zustände, sowohl der gebundenen als auch der quasi-gebundenen, ergeben eine Erhöhung des Ionisationspotenzials I_P um etwa U_P .

$$E_{kin} = (n + s)h\nu - (I_P + U_P) \quad (2.15)$$

Diese Erhöhung hat zur Folge, dass für eine Ionisierung des Atoms eine größere Zahl von Photonen benötigt wird und sich die Peaks innerhalb des ATI-Spektrums zu höheren Energien verschieben.

2.3.4 Tunnelionisation

Wird die Intensität der elektromagnetischen Strahlung weiter erhöht, treten andere Ionisationsprozesse, wie die Tunnelionisation, auf.

Diese durch hohe Intensitäten hervorgerufenen Phänomene können nicht mehr mit Hilfe des Teilchenbildes erklärt werden. Vielmehr spielt der Wellencharakter von Licht eine große Rolle bei ihrer Beschreibung.

Bei der MPI wurde bereits gezeigt, dass mit zunehmender Laserintensität und somit auch mit zunehmender elektrischer Feldstärke des Laserfeldes die Ionisationsvorgänge sich leicht voneinander unterscheiden. Intensiviert man die durch das Licht induzierte elektrische Feldstärke weiter, so nähert sie sich derjenigen an, die durch das Coulombfeld des Atomkerns auf ein gebundenes

Elektron wirkt. Im Falle des Wasserstoffatoms ergibt sich die benötigte Intensität für eine elektronenähnliche Feldstärke:

$$I_a = \frac{\varepsilon_0 c}{2} E_a^2 = 3,5 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2 \quad (2.16)$$

$\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ As/Vm}$ ist die elektrische Feldkonstante und E_a die Feldstärke des Laserfeldes.

Die Einflüsse des Laserfeldes auf das Atom werden so groß, dass das Problem mit der Störungstheorie nicht mehr beschrieben werden kann. Ist die Größe des Atoms im Gegensatz zu der Wellenlänge des Laserlichtes sehr klein, kann das Laserfeld als quasistationär angenommen werden. Es überlagert sich mit dem Coulombpotenzial des Atoms derart, dass die zuvor nicht zu überwindende Potenzialschwelle eine endliche Breite annimmt. Aus quantenmechanischer Sicht besitzt das Elektron innerhalb dieser endlichen Potenzialbarriere und auch außerhalb des Potenzials eine endliche Aufenthaltswahrscheinlichkeit. Diese ermöglicht es dem Elektron, durch den im klassischen Sinne verbotenen Bereich unter der Potenzialbarriere zu tunneln und somit das Atom zu verlassen.

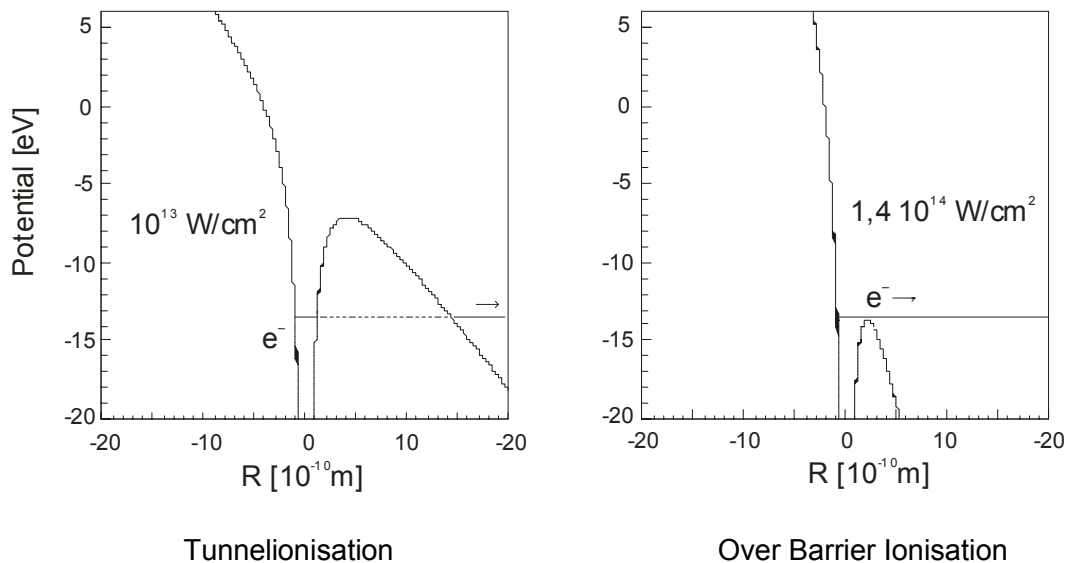


Abb. 2.9: Tunnelionisation und Over Barrier Ionisation am Beispiel des Wasserstoffatoms unter dem Einfluss eines 800 nm Laserfeldes. Gezeigt ist das Coulombpotenzial des Protons, dem ein elektrostatisches Feld verschiedener Intensitäten überlagert. [5]

Over Barrier Ionisation

Wird die Intensität des einstrahlenden Laserlichtes noch weiter gesteigert, kann es passieren, dass die Überlagerung des Coulombpotenzials des Atoms mit dem des Lasers die resultierende Potenzialbarriere unter die Ionisationsschwelle drückt. In Folge dessen kann das Elektron das Atom ungehindert verlassen. Genau genommen findet auch hier eine Tunnelionisation statt, da der quantenmechanische Aspekt nicht vernachlässigt werden kann, dass es sich bei dem Elektron um ein elektromagnetisches Wellenpaket handelt, welches trotz der niedrigen Potenzialbarriere eine Aufenthaltswahrscheinlichkeit außer- und innerhalb des Potenzials besitzt und somit auch an der Barriere teilweise noch reflektiert wird. Diese spezielle Art der Tunnelionisation wird *Over Barrier Ionisation* (OBI) genannt. Vom klassischen Standpunkt aus betrachtet kann die für die OBI erforderliche Intensität nach [5] wie folgt berechnet werden:

$$I_{OBI} = \frac{\pi^2 \epsilon_0^3 c_0 I_p^4}{2Z^2 e^6} \approx 4 \cdot 10^9 \frac{I_p^4}{Z^2} \quad (2.17)$$

c_0 bezeichnet die Vakuumlichtgeschwindigkeit, I_p das Ionisationspotenzial in eV und Z die Ladung des zurückbleibenden Ions. Am Beispiel des Wasserstoffatoms ergibt sich eine Intensität für das Laserlicht, ab welcher die OBI eintritt, von $1,4 \cdot 10^{14} \text{ Wcm}^{-2}$.

Keldysh-Parameter

Mit der Steigerung der Laserintensität zeigte sich, dass unterschiedliche Annahmen und daraus folgende Modelle zur Beschreibung der atomaren Vorgänge nötig sind. Während bei geringen Intensitäten Prozesse mit mehreren Photonen für die Deutung relevant sind, genügt indessen bei höheren Intensitäten die klassische Beschreibung von Potenzialüberlagerungen.

1965 gelang es dem russischen Physiker Keldysh, eine Vorschrift auszuarbeiten, die angibt, in welchem Bereich von Intensität und Wellenlänge man den

Ionisationsprozess erfolgreich im Multiphotonenbild beschreiben kann und ab wo die Beschreibung über das Bild der Tunnelionisation erfolgversprechender ist.

es ermöglicht, zwischen der Multiphotonen-Ionisation und der Tunnelionisation zu unterscheiden beziehungsweise eine Aussage darüber treffen zu können, welcher Ionisationsschritt bei gegebenen Bedingungen der dominante ist. Die Unterscheidung erfolgt mit dem gleichnamigen Keldysh-Parameter γ .

$$\gamma = \sqrt{\frac{|I_p|}{2U_p}} = \frac{2\pi}{e\lambda} \sqrt{m_e \varepsilon_0 c_0^3 \frac{I_p}{I}} \quad (2.18)$$

Der Keldysh-Parameter wird in zwei Bereiche eingeteilt, mit $\gamma > 1$ bzw. $\gamma < 1$. Ergibt sich für γ ein Wert der größer als eins ist, empfiehlt sich zur Beschreibung das Multiphotonen-Bild, wohingegen die klassische Annahme von Potenzialbarrieren bei einem $\gamma < 1$ die bessere Methode darstellt. Abbildung 2.6 zeigt den Keldysh-Parameter in Abhängigkeit von der Laserintensität im Fokus für das Wasserstoff- und das Kaliumatom.

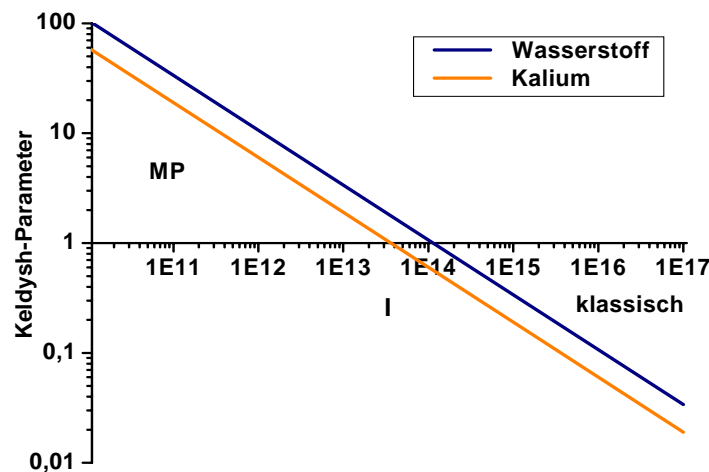


Abb. 2.10: Der Keldysh-Parameter in Abhängigkeit der maximalen Intensität [W cm^{-2}] im Laserfokus für atomaren Wasserstoff (blau) und atomarem Kalium (orange) bei einer Laserwellenlänge von 800 nm.

2.4 Auger-Prozess

Bei der Beschreibung der zweistufigen Doppelionisation nach Absorption eines Photons wurde der Auger-Prozess des Atoms eingeführt. Der nachfolgende Abschnitt soll den genauen Ablauf des Prozesses beschreiben und erklären.

Das Ionisieren der inneren Schale eines Atoms induziert zwei Arten von Zerfallsprozessen. Eine Art von Zerfall ist gegeben durch strahlende Übergänge, bei denen Photonen emittiert werden. Ein weiterer Prozess ist der „nicht-strahlende“ Zerfall, welcher die Emission eines Elektrons zur Folge hat. Im Jahre 1923 fand der französische Physiker Pierre Victor Auger (1899-1993) erstmals bei Untersuchungen zum Photoeffekt die Existenz von strahlungslosen Übergängen in Atomen [16 – 18]. Die Hauptidee bei der Beschreibung des Prozesses ist es, die Emission eines Auger-Elektrons als einen Resonanzprozess bei der Anregung eines Atoms zu betrachten (siehe 2.2.1).

Entsteht in einer kernnahen Schale ein Elektronenloch auf Grund einer Anregung oder Ionisation des Atoms, kann ein Elektron mit einer geringeren Bindungsenergie das Loch ausfüllen. Die bei diesem Prozess frei werdende Energie kann sich auf ein weiteres Elektron übertragen. Ist sie groß genug, um das Elektron aus seiner Schale zu lösen, kann dieses in das Kontinuum übergehen und somit das Atom verlassen. Dieses zweite Elektron wird Auger-Elektron genannt. In den meisten Fällen ist die übertragende Energie sehr viel größer als die für die Freisetzung des Auger-Elektrons zu überwindende Bindungsenergie. Die resultierende Energiedifferenz nimmt das Auger-Elektron in Form von kinetischer Energie auf. Dies hat zur Folge, dass das meist sehr schnelle Auger-Elektron das je nach Photonenenergie langsame Photoelektron aus der ursprünglichen Ionisation im Kontinuum „überholen“ kann. Dabei tritt als weiterer Effekt die so genannte *Post-Collision-Interactions* (PCI) auf. Åberg [17] beschrieb die Reaktion mit anschließendem Auger-Zerfall wie folgt:

$$h\nu + A \rightarrow A^{++} + e_{photo} + e_A \quad (2.21)$$

Der am häufigsten auftretende Fall ist jener, bei dem eine Vakanz in der K-Schale erzeugt wird und ein Elektron aus einer höher liegenden Schale, meistens der L-Schale, das Loch auffüllt. Die frei werdende Energie geht dann an ein weiteres Elektron der L-Schale über, wodurch dieses die L-Schale verlässt. Man bezeichnet es als K-LL'-Auger-Elektron. Die Energie des K-LL'-Auger-Elektrons ergibt sich nach [16] zu

$$E(\text{Auger}) = E(K) - E(L) - E(L') . \quad (2.22)$$

Coster-Kronig- oder auch Super-Coster-Kronig-Übergänge bezeichnen eine weitere Form eines nicht-strahlenden Übergangs in Atome. Der Ablauf ist mit dem des Auger-Prozesses identisch, allerdings wird das zuerst erzeugte Elektronenloch in der kernnahen Schale durch ein Elektron aus derselben Schale aufgefüllt. Damit die Energieerhaltung weiterhin erfüllt ist, muss das Sekundärelektron aus einer Unterschale stammen, deren Energie der geringer ist als die Energie der Hauptschale. Wird das in einer der Unterschalen entstandene Sekundärloch durch ein Elektron aus einer anderen Schale aufgefüllt, so wird dieser Übergang als Coster-Kronig-Prozess bezeichnet. Das Elektron erhält dann die Bezeichnung L_1L_2M –Elektron, wobei die Unterschalen nach Indizes klassifiziert sind. Bei einem Super-Coster-Kronig-Prozess finden alle Elektronenübergänge in derselben Hauptschale statt. Da die Schalen in einem Atom durch diskrete Energien charakterisiert sind, weisen auch die Auger- und Coster-Kronig-Elektronen scharfe Energien auf, welche leicht in Emissionsspektren nachgewiesen werden können. Die Emissionsrate von Auger-Elektronen hängt von der Ordnungszahl Z der Elemente ab. Nimmt die Ordnungszahl der Elemente zu, so nimmt die Produktionsrate der Auger-Elektronen ab. An ihrer Stelle wird dann die charakteristische Röntgenstrahlung von dem Atom emittiert. In der nachfolgenden Abbildung sind die verschiedenen Prozesse eines strahlungslosen Übergangs in Atomen am Beispiel des Kaliumatoms skizziert:

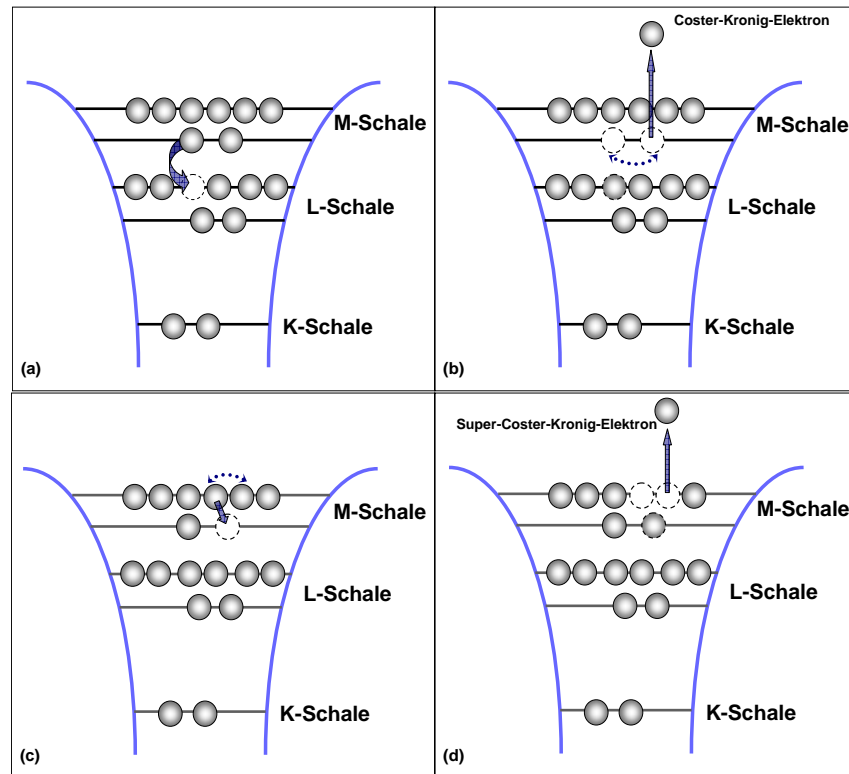


Abb. 2.11: Coster-Kronig-Prozess: (a) Das Loch in L-Schale wird durch ein M-Elektron aufgefüllt; (b) die überschüssige Energie wird an ein anderes M-Schalen Elektron übertragen, welches dann das Atom verlässt. Super-Coster-Kronig-Prozess: (c) Ein Loch in der M-Schale wird durch ein anderes Elektron der M-Schale aufgefüllt; (d) ein weiteres Elektron der M-Schale verlässt das Atom

Bei der Anregung des Kaliumatoms vom 1s in den 4p Zustand wird ein Elektronenloch in der K-Schale erzeugt. Dieser Prozess erfordert eine Energie der eingestrahlten Röntgenphotonen von exakt der Energiedifferenz zwischen dem 1s und 4p Zustand (3608,4 eV [19]). Das 2s Elektron aus der niederenergetischen L-Schale kann das Loch in der K-Schale auffüllen. Bedingt durch die Bindungsenergie des 2s Elektrons von 378,6 eV wird eine Energie von 3229,8 eV frei, die an ein weiteres Elektron, das 2p Elektron der L-Schale, übertragen wird. Das 2p Elektron hat eine Bindungsenergie von 297,3 eV und kann somit sehr leicht das Atom verlassen, wobei es eine zusätzliche kinetische Energie von 2932,5 eV erhält. Dieses sehr schnelle Elektron ist das, für den Versuch relevante K-LL' Auger-Elektron.

2.5 Post-Collision-Interaction (PCI)

Auger-Elektronen können durch die Ionisation verschiedener Quantenzustände im Atom erzeugt werden. Wird bei einem Atom die K-Schale mit einer Photonenenergie nahe der Bindungsenergie der K-Schale ionisiert, besitzt das emittierte Photoelektron eine sehr geringe kinetische Energie, da eine große Menge der Energie des absorbierten Photons für die Überwindung der Bindungsenergie verwendet wird. Bei Experimenten mit Kaliumatomen benötigen die Photonen eine Energie von ~ 3608 eV, um ein Loch in der K-Schale zu produzieren und das Photoelektron in einen höheren Energiezustand (z.B. in den 4p-Zustand) oder ins Kontinuum zu heben. Der nach der Ionisation sehr schnell, in weniger als 10 fs [20], ablaufende Auger-Prozess erzeugt dann ein sehr schnelles Auger-Elektron mit einer Energie von ~ 3000 eV. Wird das langsame Photoelektron von dem schnellen K-LL'-Auger-Elektron überholt, kann es vorkommen, dass die Energie des Photoelektrons nicht mehr genügt, um sich von dem nun zweifach geladenen Ion zu entfernen. Das langsame Elektron kann von dem zweifach geladenen Ion wieder eingefangen werden, wodurch dieses wieder in den Zustand eines einfach geladenen Ions übergeht. Das Wiedereinfangen eines Elektrons zählt zu den so genannten *Post-Collision-Interaction* (PCI) Effekten, die erstmalig 1974 von Hicks *et al.* [21] benannt wurden. Eine Analyse der Auswirkungen solcher PCI-Effekte auf Argonatome wurde im Rahmen einer Diplomarbeit von Ralf Schriel geliefert [22, 23].

KAPITEL 3

Der Laser

LASER – Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation

Wie bereits der Begriff des Lasers andeutet, dient dieser zur Verstärkung von Licht. Diese Verstärkung wird mittels stimulierter Emission innerhalb eines Mediums erzielt.

Bei der stimulierten Emission trifft ein Photon einer geeigneten Wellenlänge auf ein angeregtes Atom. Das Atom geht daraufhin in einen nicht angeregten Zustand über und setzt die überschüssige Energie in Form eines weiteren Photons mit gleicher Energie, Phase und Richtung wie das einfallende Photon frei.

Um innerhalb des Verstärkermediums eine Photonenlawine mittels stimulierter Emission auslösen zu können, muss der Anteil der angeregten Atome sehr viel größer sein als der der Atome im Grundzustand. Indem dem Medium Energie zugeführt wird, geht das Atom aus dem Grundzustand E_0 in einen angeregten Zustand E_1 über. Dieses Energieniveau E_1 zerfällt über einen strahlungslosen Übergang in einen metastabilen Zustand E_i , welcher das obere Energieniveau des Laser-Übergangs $E_i \rightarrow E_0$ bildet. Befindet sich im Zustand E_i eine größere Anzahl von Teilchen als im Grundzustand E_0 , so bezeichnet man diesen Zustand als Besetzungsinversion. Diese kann durch das Einstrahlen weiterer Laserstrahlung bzw. elektrischer Energie realisiert werden. Um den Grad der Verstärkung zu erhöhen, befindet sich das Medium zwischen zwei

Hohlspiegeln, wodurch die entstandene Photonenlawine das Lasermedium mehrmals passieren muss und sich somit weiter verstärkt.

Ein wichtiges Kriterium für die Verstärkung ist das richtige Verhältnis von Absorption, spontaner Emission und stimulierter Emission innerhalb des Lasermediums.

In dem ersten Abschnitt des Kapitels wird auf den allgemeinen Aufbau eines Lasersystems eingegangen, welches auch in ähnlicher Form während des Experimentes verwendet wurde. Der zweite Teil dieses Kapitels erklärt die Theorie von ultrakurzen Laserpulsen und geht auf grundlegende Begriffe wie zum Beispiel die Gruppengeschwindigkeitsdispersion oder die Selbstphasenmodulation ein.

3.1 Theorie des Lasers

3.1.1 Einsteinkoeffizienten

Vor rund 60 Jahren definierte Einstein relative Verhältnisse für strahlende Übergänge, welche als Einsteinkoeffizienten bekannt sind.

Betrachtet wird ein Atom mit 2 Energieniveaus, wobei die beiden Niveaus durch eine diskrete Energie ΔE separiert sind. Hierbei sind die Anzahl der Atome im niederenergetischen Zustand mit N_1 und die Anzahl der Atome im angeregten Zustand mit N_2 bezeichnet. Normalerweise gilt für den Zustand eines Systems $N_1 > N_2$.

Wird das System mit Photonen einer Energie $\Delta E = h\nu$ bestrahlt, so werden einige der Photonen von diesem absorbiert. Dadurch vermindert sich die Intensität des einfallenden Lichtes. Wie viel von dem einfallenden Licht absorbiert wird, hängt von der Intensität des Lichtes und der Anzahl der nicht angeregten Atome ab.

$$\frac{dI}{dt} = -B_{12}N_1I \quad (3.1)$$

Hierbei bezeichnet I die Intensität des Lichtes und B_{12} den Einsteinkoeffizienten für den Übergang eines Atoms in einen angeregten Zustand.

Neben der Absorption der Photonen kann es auch vorkommen, dass diese auf ein bereits angeregtes Atom treffen. Dadurch wird das Atom dann zur Abgabe von Energie in Form eines weiteren Photons und somit zum Übergang in einen niederenergetischen Zustand stimuliert. Eine Erhöhung der Lichtintensität ist das Resultat dieses Übergangs.

$$\frac{dI}{dt} = +B_{21}N_2I \quad (3.2)$$

Hierbei ist B_{21} der Einsteinkoeffizient für den Übergang des Atoms vom angeregten Zustand in einen niederenergetischen Zustand.

Das Verhältnis von B_{12} zu B_{21} ist annähernd Eins. Damit sich also die Intensität des Lichtstrahls erhöht, muss $N_2 > N_1$ gelten. Einen solchen Prozess nennt man Besetzungsinversion.

Wie bereits erwähnt, existiert neben den Vorgängen der Absorption und der stimulierten Emission auch der Vorgang der spontanen Emission. Hierbei emittieren die angeregten Atome ohne äußere Einwirkung Photonen, wodurch eine weitere Verringerung der sich im angeregten Zustand befindenden Atome folgt.

$$\frac{dN_2}{dt} = -AN_2 \quad (3.3)$$

A bezeichnet hier den Einsteinkoeffizienten für die spontane Emission.

3.1.2 Ultrakurze Laserpulse

Durch das Einstrahlen von elektrischer Energie in die Laserkavität wird unter der Bedingung $N_2 > N_1$ mittels stimulierter Emission eine Photonenlawine erzeugt, die solange anwächst, bis ein Gleichgewicht zwischen der Anregung durch die eingestrahlte elektrische Energie und dem Abbau durch die stimulierte Emission erreicht ist. Abhängig von der Pumpleistung erreicht die Intensität der induzierten Welle, die zwischen den Hohlspiegeln hin und her läuft, bei einem zeitlich kontinuierlichen Laser (englisch: continuous wave laser = cw-Laser) einen stationären Wert. Kontinuierliche Laserstrahlung kann mit Gas-Lasern erzeugt werden, zu denen auch einer der bekanntesten Lasertypen, der He-Ne-Laser zählt.

Neben der erwähnten kontinuierlichen Laserstrahlung können auch Laserpulse in Gas- bzw. Festkörperlaser erzeugt werden. Eine wesentliche Anwendung finden Laserpulse bei Entfernung- und Geschwindigkeitsmessungen oder auch in der Kommunikationstechnik. Sehr kurze Laserpulse haben den Vorteil, dass sie schnelle atomare Vorgänge in chemischen Systemen und verschiedenen Materialien untersuchen können. Nach (3.2) gilt, dass der Gesamtverlust der Lichtintensität in einer Verstärkerkavität proportional zu der Besetzungsinversion ist. Zum Erzeugen von Laserpulsen wird zuerst die Güte des Systems herabgesetzt, so dass die Verluste bis zu einem bestimmten Zeitpunkt groß werden. Die Güte wird dann plötzlich auf ihren minimalen Wert reduziert, so dass eine große Anregungsenergie gespeichert werden kann. Durch diese große Anregungsenergie erfahren die spontan emittierten Photonen eine sehr große Verstärkung, wodurch sich eine starke stimulierte Emission aufbaut (Riesenpuls), welche in kurzer Zeit durch die Inversion abgebaut wird. Die Verluste können durch elektrooptische Bauteile (z.B. Pockelszelle) oder mechanischen Mitteln (z.B. schnell rotierender Spiegel) reguliert werden. Noch kürzere Laserpulse lassen sich mit der Technik der Modenkopplung erzeugen. Aufgrund der Tatsache, dass bei Festkörperlaser keine scharfen Übergänge zwischen atomaren Niveaus sondern Übergänge zwischen breiten Energiebändern stattfinden, können Photonen unterschiedlicher Energie emittiert werden. Durch das Einstrahlen des

Pumplasers in die Kavität befindet sich deswegen innerhalb des Resonators eine große Anzahl von Moden. Bei einer geeigneten Wahl des Abstandes L der beiden Hohlspiegel im Resonator bilden sich in diesem stehende Wellen aus. Durch eine kleine Störung des Systems, die zum Beispiel durch das Antippen eines Spiegels erzeugt werden kann, beginnen die relativen Phasen der Moden willkürlich zu oszillieren, wodurch diese sich zu einer pulsähnlichen Verteilung überlagern können. Die Intensität der Verteilung wird beim Durchgang durch das Lasermedium erhöht. Auf Grund der Selbstfokussierung und der Selbstphasenmodulation (siehe weiter unten) wird die Mitte der Verteilung stärker intensiviert als die Flanken, wodurch sich schon nach wenigen Umläufen im Resonator ein Puls ausbildet, der im Medium weiter verstärkt werden kann. In den frühen 80er Jahren konnten erstmals Laserpulse mit einer Pulslänge von weniger als 100 fs erzeugt werden. Durch verschiedene Verstärkungstechniken ist es heute möglich Laserpulse im Bereich von 4 fs zu erzeugen, die Leistungen von einigen Millijoule pro Puls aufweisen. [24] In dem nachfolgenden Kapitel soll auf die Physik von ultrakurzen Laserpulsen und die damit verbundenen Effekte eingegangen werden.

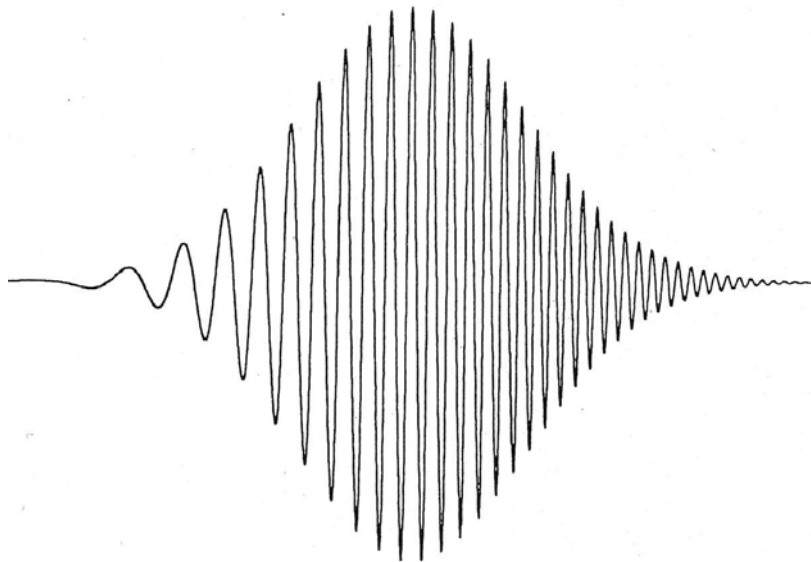


Abb. 3.1: Laserpuls mit quadratischer Phasenabhängigkeit und linearer Frequenzänderung; Die Einhüllende eines solchen „gechirpten“ Pulses lässt sich durch eine Gaußverteilung beschreiben [25].

Ein Puls besteht aus einer Vielzahl von unterschiedlichen Frequenzen, die auch als Moden bezeichnet werden. Der Puls an sich wird durch die Einhüllende beschrieben und kann im Allgemeinen als gaußförmig angenommen werden. Die zeitabhängige Verteilung der Moden innerhalb des Pulses spielt bei Effekten wie zum Beispiel der Selbstphasenmodulation oder der Gruppengeschwindigkeitsdispersion eine Rolle, auf die später eingegangen wird. Pulse, bei denen die verschiedenen Teilfrequenzen zeitlich verschoben sind, werden als „chirped pulses“ bezeichnet.

Chirped Pulses

Eine zeitlich gaußförmige Einhüllende kann unter Verwendung der Trägerfrequenz ω_0 folgendermaßen dargestellt werden.

$$F(t) = e^{-at^2} e^{i(\omega_0 t + bt^2)} = e^{-\Gamma t^2} e^{i\omega_0 t} \quad (3.4)$$

Hierbei ist Γ der komplexe Gaußparameter, welcher wie folgt definiert ist:

$$\Gamma = a - ib \quad (3.5)$$

Der ebenfalls in Gleichung 3.4 auftretende Exponent ($\omega_0 t + bt^2$) kann als totale Phase des Pulses zu einem Zeitpunkt t betrachtet werden.

$$\phi_{tot} = \omega_0 t + bt^2 \quad (3.6)$$

Es zeigt sich, dass bei einem nicht verschwindenden Imaginärteil ($b \neq 0$) im Gaußparameter die Phase des gaußförmigen Pulses eine quadratische Zeitabhängigkeit aufweist. Solche Pulse werden als „Pulse mit quadratischer Phasenabhängigkeit“ beziehungsweise als „quadratischer gechirpter Puls“ bezeichnet.

Um ein besseres Verständnis von dem Aussehen eines quadratisch gechirpten Pulses zu erhalten, wird die momentane Frequenz $\omega(t)$ betrachtet. Sie ergibt sich aus der zeitlichen Ableitung der totalen Phase Φ_{tot} :

$$\omega(t) = \frac{d\phi_{\text{tot}}}{dt} = \omega_0 + 2bt \quad (3.7)$$

Es ist zu erkennen, dass der Puls eine lineare zeitliche Frequenzabhängigkeit aufweist, wodurch er als „Puls mit linearer Frequenzabhängigkeit“ oder auch als „linear gechirpter Puls“ bezeichnet wird.

Für den Fall, dass der Imaginärteil im Gaußparameter Γ verschwindet ($b = 0$), ergibt sich ein Zusammenhang zwischen der spektralen Bandbreite und der minimalen Pulsdauer, welcher als Zeit-Bandbreite-Produkt bezeichnet wird.

Zeit-Bandbreite-Produkt

Die Einhüllende eines Pulses kann durch eine zeitliche Gaußverteilung beschrieben werden. Hierbei ist die Besonderheit, dass nach einer Fourier Transformation die resultierende Winkelgeschwindigkeit des Pulses wieder durch eine gaußförmige Verteilung beschrieben werden kann.

$$F(t) = e^{-\Gamma t^2 + i\omega_0 t} \xrightarrow{FT} \tilde{F}(\omega) = e^{-\frac{(\omega - \omega_0)^2}{4\Gamma}} \quad (3.8)$$

Durch Einsetzen des Gaußparameters $\Gamma = a - ib$ in Gleichung 3.8 ergibt sich für die spektrale Leistungsdichte:

$$\begin{aligned} |\tilde{F}(\omega)|^2 &= e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{a}{a^2 + b^2} \right) (\omega - \omega_0)^2} \\ &= e^{-\frac{(4 \ln 2)}{\Delta \omega_p} \left(\frac{\omega - \omega_0}{\Delta \omega_p} \right)^2} \end{aligned} \quad (3.9)$$

$\Delta\omega_p$ bezeichnet die spektrale Breite des Gesamtpulses und es folgt für die spektrale Frequenzbreite:

$$\Delta\nu_p \equiv \frac{\Delta\omega_p}{2\pi} = \frac{\sqrt{2\ln 2}}{a} \sqrt{a \left[1 + \left(\frac{b}{a} \right)^2 \right]} \quad (3.10)$$

Für den Fall eines verschwindenden Imaginärteils im Gaußparameter Γ ergibt sich die zeitliche Intensitätsverteilung zu:

$$|F(t)|^2 = e^{-2at^2} = e^{-(4\ln 2) \left(\frac{t}{\Delta t} \right)^2} \quad (3.11)$$

Mit $\Delta t = \sqrt{\frac{2\ln 2}{a}}$ wird die zeitliche Breite des Pulses bezeichnet. Das Produkt der zeitlichen Breite und der spektralen Bandbreite wird als „Zeit-Bandbreiten-Produkt“ bezeichnet.

$$\Delta\nu \Delta t = \frac{2\ln 2}{\pi} \sqrt{1 + \left(\frac{b}{a} \right)^2} \approx 0,441 \times \sqrt{1 + \left(\frac{b}{a} \right)^2} \quad (3.12)$$

Findet innerhalb des Pulses keine Phasenänderung statt ($b = 0$), so wird das Zeit-Bandbreite-Produkt minimal:

$$\Delta\nu \Delta t \approx 0,411 \quad (3.13)$$

Ein Puls mit einer solchen Eigenschaft wird als „bandbreitenbegrenzter“ Puls bezeichnet. Er ist bei einer konstant gehaltenen spektralen Bandbreite der kürzeste Puls, der erzeugt werden kann, und kann nicht weiter komprimiert werden. Im umgekehrten Fall kann die Pulsdauer verlängert werden, indem bei ebenfalls konstanter Bandbreite eine lineare Frequenzänderung stattfindet.

Die hier dargestellten Eigenschaften von gaußförmigen Pulsen beschreiben die Grundlagen von Effekten die auftreten können, wenn sich ein Laserpuls durch ein optisches Medium bewegt.

Wechselwirkung des Laserlichtes mit Materie

Ein Phänomen bei der Betrachtung von Laserlicht in einem optischen Medium ist der Kerr-Effekt. Er beschreibt, dass bei sehr hohen elektrischen Feldern, somit auch bei sehr hohen Lichtintensitäten, der Brechungsindex quadratisch von der elektrischen Feldstärke abhängig wird. Durch den Kerr-Effekt wird der Laserpuls innerhalb des Mediums fokussiert. Bei dieser Selbstfokussierung werden die Flanken des Pulses mit der geringeren Intensität weniger stark fokussiert als die intensivere Pulsmitte. Zusätzlich führt die zeitliche Abhängigkeit des gaußförmigen Laserpulses, ebenfalls durch den Kerr-Effekt hervorgerufen, zu einer Veränderung der Pulsform. Der Brechungsindex steigt mit zunehmender Intensität an, was eine Änderung der Geschwindigkeiten in einem Puls bewirkt. Die Ausbreitungsgeschwindigkeiten in der Pulsmitte sind dann niedriger als die der Pulsflanken. Diese Selbstphasenmodulation bewirkt eine Veränderung in der Überlagerung der einzelnen Moden.

Das Arbeiten mit Laserlicht erfordert eine Konstanz in der Intensität und Pulsdauer des Lichtes, welche durch die Selbstphasenmodulation realisiert werden kann. In darauf abgestimmten Systemen genügt meist eine kleine Störung des Systems z.B. das Antippen eines Spiegels, um einen stabilen Zustand aus unterschiedlichen Moden zu erzeugen. Solche Lasersysteme weisen einen definierten Abstand der Hohlspiegel zueinander auf, welcher von der Wellenlänge des Pumplasers abhängt. Durch das Stören des Systems bildet sich mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit eine stehende Welle zwischen den Hohlspiegeln aus, deren Intensität bei jedem Durchgang durch das Verstärkermedium weiter verstärkt wird. Ein weiterer Effekt ist die Gruppengeschwindigkeitsdispersion (GVD). Sie tritt auf, da der Brechungsindex neben der Intensität auch von der Frequenz abhängt und sich somit die verschiedenen Moden eines Laserpulses innerhalb eines optischen

Mediums mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten bewegen. Ohne ein geeignetes Entgegenwirken würde der Puls nach einer kurzen Zeit auseinander laufen und wäre als ultrakurzer Laserpuls unbrauchbar.

Um diesem Phänomen entgegen zu wirken werden beim Aufbau des Oszillators eines Lasers zwei Prismen eingefügt. Das erste Prisma soll den Puls in seine einzelnen Moden aufspalten. Jede Mode legt dann unterschiedlich lange Strecken zwischen den Prismen zurück bevor sie von dem zweiten Prisma wieder zu einem Puls kombiniert werden.

3.2 Aufbau des Lasers

Für das Arbeiten im nahen Infrarot Bereich werden größtenteils Titan-dotierte Saphir-Kristalle ($\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$) als Lasermedien verwendet. Sie weisen eine sehr hohe spektrale Bandbreite zwischen 670 und 1100 nm mit einem Emissionsmaximum bei 800 nm auf. Das für einen Titan-Saphir-Kristall typische, sehr breite Emissionsspektrum ermöglicht die Erzeugung extrem kurzer Laserpulse (vergleiche Abschnitt über Zeit-Bandbreite-Produkt)

Des Weiteren besitzen Titan-Saphir-Laser die Möglichkeit, in einen self-mode-locking-Modus überzugehen. Der Prozess des self-mode-locking hängt von den weiter unten beschriebenen Effekten des Selbstfokussierens, der Selbstphasenmodulation und der Gruppengeschwindigkeitsdispersion im Kristall ab und muss in den meisten Fällen manuell gestartet werden. Ein solcher Startvorgang kann meist durch eine kleine Störung im System erzeugt werden, die z.B. durch das Antippen eines der Prismen oder Spiegel hervorgerufen wird. Ein so erzeugter Laserpuls kann sich für mehrere Stunden oder auch Tage in seinem Zustand befinden.

Diese speziellen Charakteristika des Titan-Saphir-Kristalls können bis zum heutigen Tage von keinem anderen Festkörpermateriale übertroffen werden und wurden das erste Mal Mitte 1990 in Lasersystemen genutzt [26].

3.2.1 Oszillator

Der typische Aufbau eines Laseroszillators besteht aus einem Lasermedium, zwei Hohlspiegeln S_1 , S_2 , einem Prismenpaar P_1 , P_2 , einem hochreflektierenden Spiegel S_H und einem teildurchlässigen Spiegel S_T . In Abbildung 3.3 ist der Aufbau einer Laserkavität, welche auch in dieser Form im Experiment verwendet wurde, schematisch dargestellt.

Das zum Pumpen des Ti:Saphir-Kristalls verwendete grüne Laserlicht wurde von einem Nd:YVO (Neodym Vanadat) Festkörperlaser erzeugt.

Mit einer Leistung von 5 Watt bei einer Wellenlänge von 527 nm trifft der Laserstrahl des Pumplasers innerhalb des Oszillators auf einen Hohlspiegel, der für diese Wellenlänge durchlässig ist.

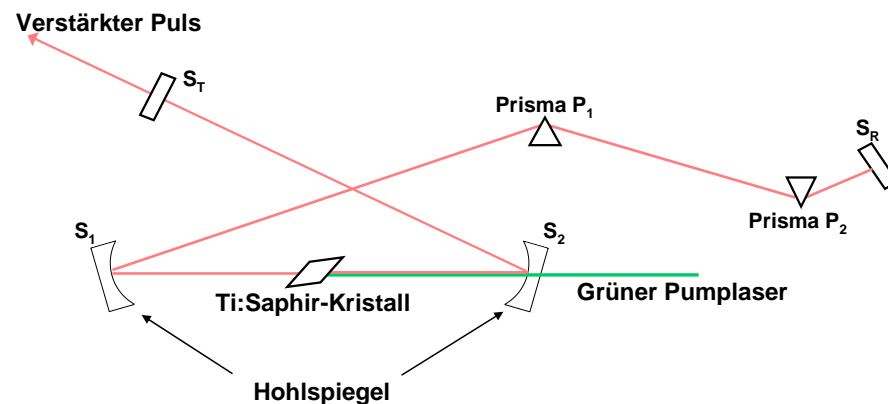


Abb. 3.2: schematischer Aufbau einer X-Kavität eines Ti:Saphir-Lasers nach [27]

Zwischen den beiden Hohlspiegeln befindet sich der Titan-Saphir-Kristall, welcher an den Seiten schräg geschnitten ist, um den Eintritt des Laserstrahls unter dem Brewster-Winkel¹ zu realisieren. Dies ist erforderlich, um einen Verlust der Pumpleistung so gering wie möglich zu halten.

¹ Trifft Licht unter einem bestimmten Einfallswinkel, dem Brewster-Winkel α_B , auf ein Material mit dem Brechungsindex n , so wird der gesamte parallel zur Einfallsebene polarisierte Lichtanteil gebrochen und der senkrecht zur Einfallsebene polarisierte Lichtanteil reflektiert.

Der im Medium entstandene Laserpuls wird von dem zweiten Hohlspiegel reflektiert und durch die beiden Prismen auf einen hochreflektierenden Spiegel geleitet. Von dort aus wird der Puls erneut durch die Prismen zum Lasermedium geführt. Der für den Pumplaser durchlässige Hohlspiegel reflektiert den auftreffenden Puls in Richtung des teildurchlässigen Spiegels, welcher den Puls aus der Kavität koppeln kann.

Anstelle eines Prismenpaares können auch so genannte „gechirpte“ Spiegel zum Verhindern der Gruppengeschwindigkeitsdispersion verwendet werden. Solche Spiegel sind mit dünnen Schichten aus Dielektrika bedampft und besitzen die Besonderheit, dass sie aus unterschiedlich dicken Schichten mit verschiedenen Brechungsindizes aufgebaut sind. Trifft Licht mit unterschiedlicher Wellenlänge auf den Spiegel, wird jede Wellenlänge, auf Grund der Variation des Brechungsindex, an einer anderen Schicht des Spiegels reflektiert. Wird zusätzlich die Schichtdicke verändert, so müssen die verschiedenen Wellenlängen unterschiedlich lange Wegstrecken zurücklegen.

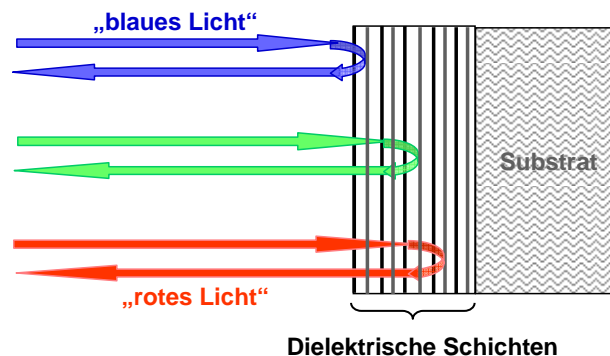


Abb. 3.3: Aufbau und Wirkungsweise eines dispersiven Spiegels. Abwechselnd hoch- und niedrigbrechende dielektrische Schichten mit Dicken, die um $\lambda/4$ herum variieren, sorgen dafür, dass kurzwellige Spektralanteile weniger tief in das Schichtsystem eindringen als langwellige. [28]

3.2.2 Verstärker

Für die Untersuchung von vielen interessanten atomaren Prozessen ist es nicht nur erforderlich, extrem kurze Laserpulse zu produzieren. Diese müssen auch ein gewisses Maß an Energie besitzen, um zum Beispiel eine Ionisation im Atom auszulösen.

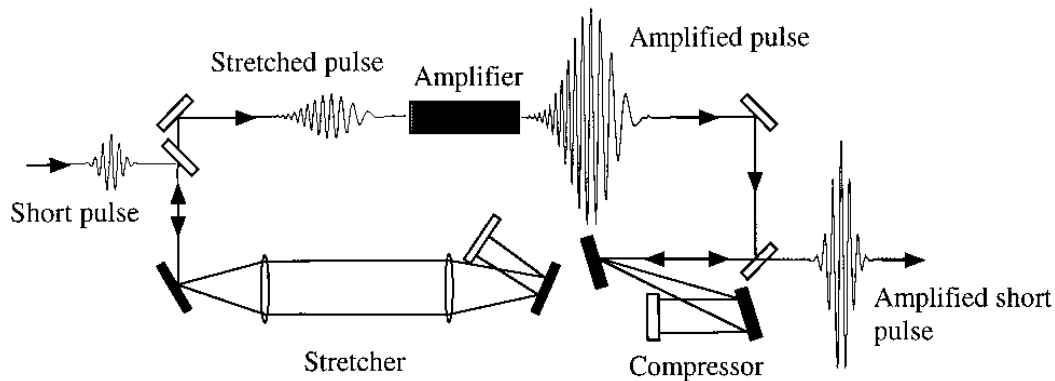


Abb. 3.4: schematischer Aufbau eines Verstärkersystems basierend auf der CPA-Technik [24]

Aus diesem Grunde muss der vom Oszillator erzeugte kurze Laserpuls in einem weiteren Vorgang verstärkt werden. Damit allerdings während des Verstärkungsprozesses das Verstärkermedium keinen Schaden infolge zu hoher Intensitäten nimmt, wird der Puls vor der Verstärkung gedehnt und anschließend wieder komprimiert. Dieser Verstärkungsprozess wird mit Hilfe eines Verfahrens, der CPA-Technik (**Chirped Pulse Amplification**) erzielt, welches innerhalb der letzten 10 Jahre immer weiter verbessert wurde. Hierbei wird, zum zeitlichen Dehnen beziehungsweise das am Ende folgende Komprimieren, die Dispersion des Lichtes ausgenutzt, welche durch ein Gitter- und ein Linsenpaar hervorgerufen wird. Oft werden innerhalb des Pulsdehners an Stelle eines Gitter- und Linsenpaares auch Prismen zum Erzeugen der Lichtbrechung verwendet.

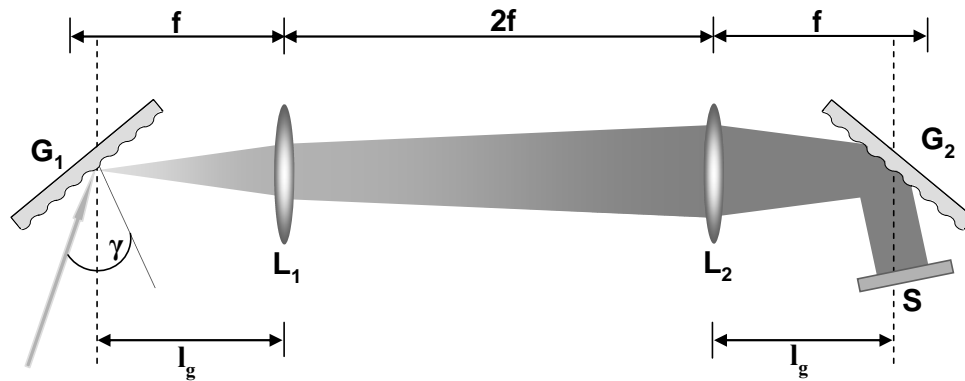


Abb. 3.5: Der schematische Aufbau eines Pulsdehners, bei dem die positive Dispersion des Lichtes ausgenutzt wird.

Um einen Puls zu dehnen, wird in den meisten Fällen die positive Dispersion des Lichtes genutzt. Diese entsteht, wenn der Abstand l_g zwischen der Linse und dem Gitter in Abbildung 3.6 kleiner ist als die Brennweite f der Linse. Umgekehrt ist bei einem größeren Abstand l_g eine negative Dispersion die Folge. Wichtig beim dem Verfahren der Dehnung und Kompression eines Pulses ist es, dass nach dem Ausnutzen der positiven Dispersion für die Dehnung und der anschließenden Verstärkung, eine negative Dispersion des gleichen Betrags für die Kompression folgt, um somit ein „Auseinanderlaufen“ des Pulses zu verhindern. Ein durch dieses Verfahren gedehnter Puls weist eine vergleichbare spektrale Form zu dem Ausgangspuls auf, besitzt jedoch im Gegensatz zu diesem eine geringere Intensität, und kann somit ohne Probleme weiter verstärkt werden.

Die Intensitätserhöhung in Lasersystemen kann durch zwei voneinander abweichende Vorgehensweisen, die regenerative Verstärkung oder die Multipass-Verstärkung, erzielt werden.

Ein regenerativer Verstärker besteht aus einem Faraday-Rotator, einer Verstärkerkavität, verschiedenen optischen Einheiten und einem Q-Switch.

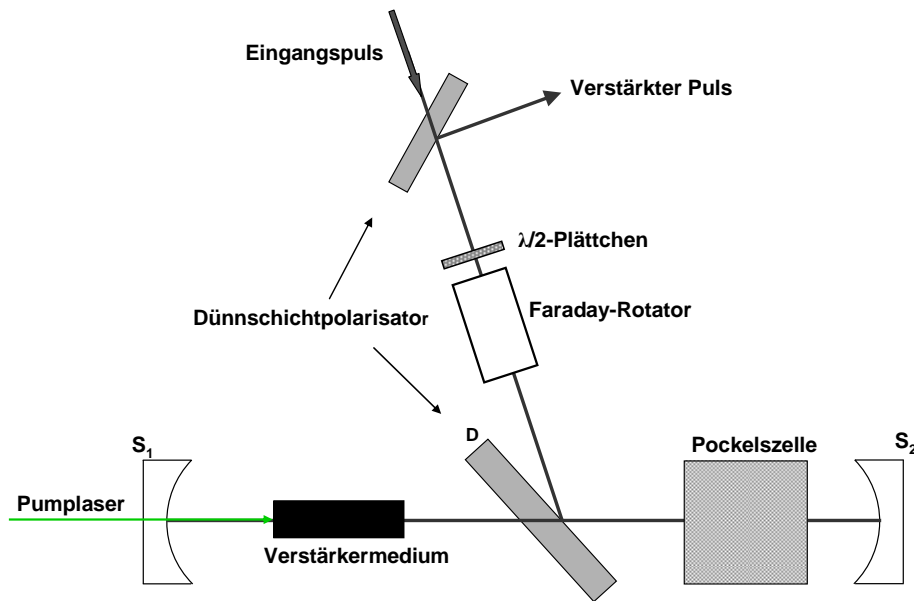


Abb. 3.6: Aufbau eines regenerativen Verstärkers nach [27]

Der Q-Switch dient zum Ein- und Auskoppeln des Laserpulses in die Verstärkerkavität und besteht aus einer Pockelszelle, einem Dünnschichtpolarisator D und einem Spiegel S_1 . Innerhalb der Pockelszelle befindet sich ein elektrooptischer Kristall, der durch Anlegen einer elektrischen Spannung doppelbrechend wird, und somit die Polarisations Ebene der durchlaufenden Lichtwelle dreht. Der auf ~ 100 ps gedehnte, senkrecht polarisierte Laserpuls wird an dem Polarisator reflektiert und in die Pockelszelle geleitet. Ist an der Pockelszelle keine Spannung angelegt, so bleibt der Puls unverändert und wird von dem Spiegel S_1 auf dem gleichen Weg wieder zurück reflektiert. Wird jedoch an der Pockelszelle eine Spannung angelegt, so verändert sich die Polarisation des Lichtes beim Durchgang von linear zu zirkular. Bei einem nochmaligen Durchgang durch die Pockelszelle wird das Laserlicht dann wieder linear polarisiert, jedoch zum Ausgangspuls um 90° gedreht. Der zuvor reflektierende Dünnschichtpolarisator D ist nun für das Laserlicht durchlässig, wodurch das Laserlicht in das Verstärkermedium gelangen kann. Durch Ausschalten der Spannung an der Pockelszelle ist der Einkoppelvorgang in die Verstärkerkavität beendet und der Laserpuls hat die Möglichkeit, das Medium mehrmals zu passieren.

Um den Puls wieder auszukoppeln, wird erneut eine Spannung an der Pockelszelle angelegt, wodurch sich die Polarisierung wieder ändert, der Puls erneut um 90° gedreht wird und der Polarisator wieder die Funktion eines Spiegels einnimmt. Der Faraday Rotator ist ein optisches Bauteil und besitzt die Aufgabe, den ankommenden Puls aus dem Oszillator von dem abgehenden, verstärkten Puls zu trennen. Ein Faraday-Rotator dreht die Polarisationsrichtung einer Lichtwelle in Abhängigkeit von einem Magnetfeld und besteht aus einem Kristall in Kombination mit einem starken Dauermagneten. Die Besonderheit eines Faraday-Rotators liegt darin, dass er, unabhängig von der Durchlaufrichtung, die Polarisation der durchlaufenden Lichtwelle stets in eine Richtung dreht, während andere Bauteile die Polarisation wieder zurück drehen, wenn sie in die Gegenrichtung durchlaufen werden.

Im Gegensatz zu einer regenerativen Verstärkung, die meistens zum Erzeugen von Wiederholungsraten im kHz-Bereich verwendet wird, findet die Technik der Multipass-Verstärkung Anwendung bei der Erzeugung von Pulsen mit 10-20 Hz Wiederholungsrate. Es besteht jedoch auch die Möglichkeit, einen Multipass-Verstärker in Lasersystemen mit kHz-Wiederholungsraten zu verwenden.

Bei einer Multipass-Verstärkung wird der eintreffende Strahl ebenfalls durch eine Pockelszelle in die Verstärkerkavität eingekoppelt. Durch zwei Spiegel wird der Puls mehrere Male zurück in das Medium reflektiert und dort weiter verstärkt. Am Ende des Vorgangs verlässt der Puls über einen weiteren Spiegel den Verstärker und wird anschließend wieder komprimiert. Der Vorteil bei einer Multipass-Verstärkung liegt darin, dass nur einmal die Pockelszelle durchquert werden muss und somit auch die Verwendung des Faraday-Rotators nicht mehr notwendig ist. In solchen Lasersystemen erzeugte Femtosekunden-Laserpulse besitzen Energien pro Puls im Bereich von einigen Nano- bis hin zu Millijoule.

Das bei diesem Experiment verwendete Lasersystem besteht neben dem bereits erwähnten Oszillator aus einer Verknüpfung von regenerativer und Multipass-Verstärkung, wobei der Puls innerhalb des Multipass-Verstärkers nur

noch zweimal den Kristall passiert. Als Verstärkermedium wird in beiden Fällen ein gepumpter Titan-Saphir-Kristall verwendet.

Der resultierende Laserpuls besitzt mit einer Wellenlänge von 800 nm, einer Pulsdauer von ~ 120 fs und einer Wiederholungsrate von 1 kHz eine Durchschnittsleistung von $\sim 1,8$ Watt.

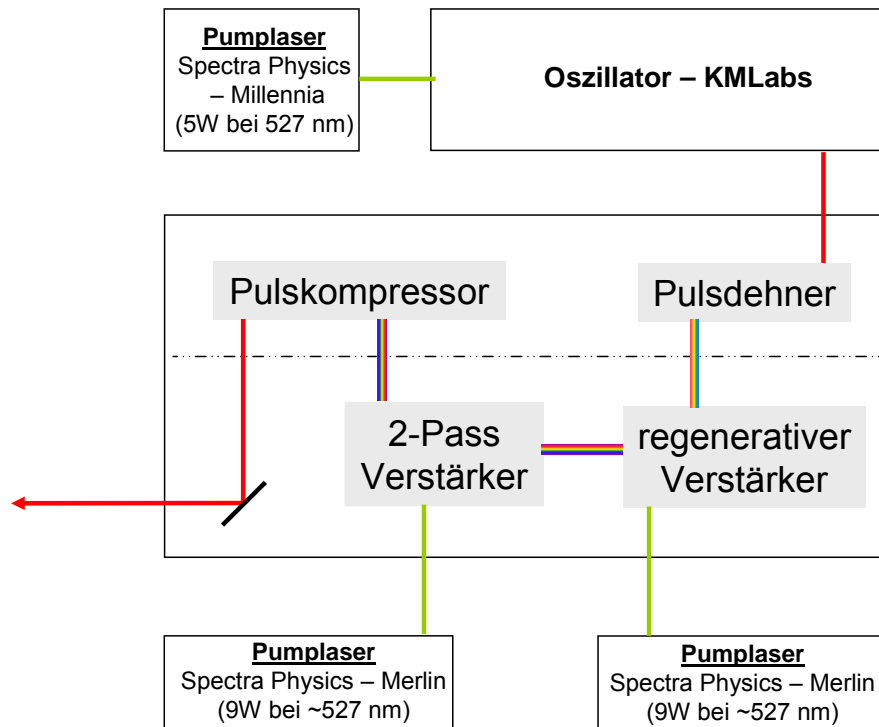


Abb. 3.7: Laseraufbau an der Beamline 5.3.1 der Advanced Light Source in Berkeley, Kalifornien. Das Splitfire Verstärkersystem von Positive Light besteht aus einem regenerativen und einem 2-Pass Verstärker.

KAPITEL 4

Der Aufbau

Einleitend wurde bereits darauf hingewiesen, dass die hier vorliegende Arbeit sich aus einer Vielzahl von vorangegangenen Experimenten entwickelt hat. Im Gegensatz zum Messen der Auger-Elektronen wurden bei früheren Experimenten die nach der Photoionisation entstandenen, unterschiedlich geladenen Ionen in Abhängigkeit der Photonenenergie im Röntgenbereich bestimmt. Hierfür wurden gepulste elektrische Felder verwendet, wodurch sich allerdings eine Einschränkung in der Messung der Flugzeiten ergab. Die Weiterführung dieses Experimentes sollte eine genauere Untersuchung der dynamischen Vorgänge in Atomen ermöglichen, wobei sich eine zu große Änderung in der Flugzeit der Teilchen als sehr störend erweisen würde. Aus diesem Grunde werden in dem hier beschriebenen Experiment an Stelle von Ionen die sehr schnellen Auger-Elektronen gemessen. Für eine unabhängig von der Emissionsrichtung effiziente Detektion der Auger-Elektronen werden magnetische Felder eingesetzt, durch welche die Flugzeiten der Auger-Elektronen nur minimale Veränderungen erfahren. In dem nachfolgenden Kapitel sollen die relevanten Komponenten im Aufbau erläutert und die für die Durchführung erforderlichen technischen Hilfsmittel beschrieben werden.

4.1 Das Spektrometer

Die Auger-Elektronen werden mit einem Flugzeitspektrometer gemessen, in welchem sich am Ende einer feldfreien Röhre der Detektor befindet. In Abbildung 4.1 ist das Prinzip eines Flugzeitspektrometers schematisch dargestellt. Im Reaktionsort entstehen die geladenen Teilchen, die innerhalb der Beschleunigungszone durch elektrische Felder beschleunigt werden. Nach der Beschleunigung durchlaufen die geladenen Teilchen eine feldfreie Strecke L , bevor sie vom Detektor registriert werden. Die Geschwindigkeit der Teilchen ist proportional zur Ladung der Teilchen und antiproportional zu deren Masse:

$$v \sim \frac{q}{m} \quad (4.1)$$

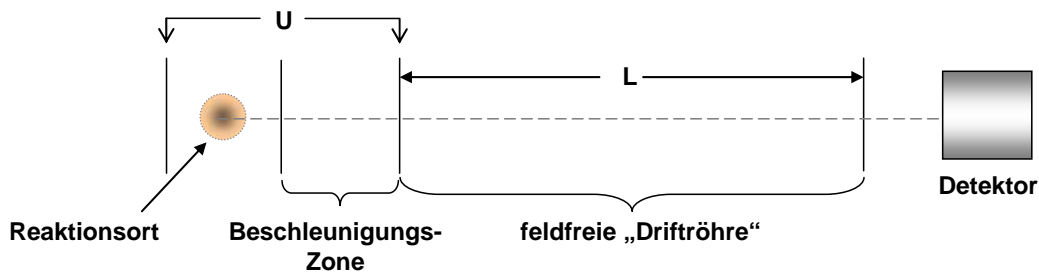


Abb. 4.1: Prinzip eines Flugzeitspektrometers

Es wurde bereits erwähnt, dass in vorangegangenen Experimenten verschieden geladene Ionen nach einer Innerschalen Ionisation gemessen werden sollten. Dies erforderte gepulste, elektrische Felder innerhalb der Beschleunigungszone, um eine Trennung der Ionen nach ihrer Ladung zu ermöglichen. Ein Aufbau mit elektrischen Absaugfeldern ist in der Arbeit von Ralf Schriel [22] zur *Innerschalen-Photoionisation des Kaliumatoms* zu finden. Die Messung der verschiedenen geladenen Ionen erwies sich in der Durchführung als kompliziert und der entstandene Kaliumdampf zerstörte die Oberfläche des Detektors nach sehr kurzer Zeit. Hauptsächlich aus dem

zweiten Grund sollte das Experiment nicht mehr mit einem Ionendetektor, sondern durch das Messen von Auger-Elektronen verwirklicht werden. Dies ermöglichte das Weglassen elektrischer Felder, erforderte jedoch weitere Überlegungen über das effiziente Einfangen der Auger-Elektronen, welche durch eine K-Schalen-Vakanz im Kaliumatom eine kinetische Energie von ~ 3000 eV besitzen und von der Kaliumquelle in alle Raumrichtungen emittiert werden. Eine sehr effektive Methode ist durch das Verwenden von inhomogenen magnetischen Feldern gegeben. Eine spezielle Feldgeometrie ähnelt der eines Flaschenhalses, woraus sich auch der Name „magnetische Flasche“ ableitet. Die ersten Angaben zu einem *Magnetic bottle time of flight photoelectron spectrometer* (MBPES) wurden 1982 von Kruit and Read eingeführt [29]. Sie nutzten die Fähigkeiten von stark inhomogenen Magnetfeldern, Elektronen adiabatisch entlang der Magnetfeldlinien in die Driftröhre zu führen. Im Bereich der Driftröhre wirkt ein sehr schwaches und konstantes Magnetfeld, welches die Elektronen in die Richtung des Detektors leiten. Da für Flugzeitbestimmungen geladener Teilchen die Driftröhre ein feldfreier Raum sein sollte, stellt sich nun die Frage, wie sich die Flugzeit unter Beeinflussung eines magnetischen Feldes ändert.

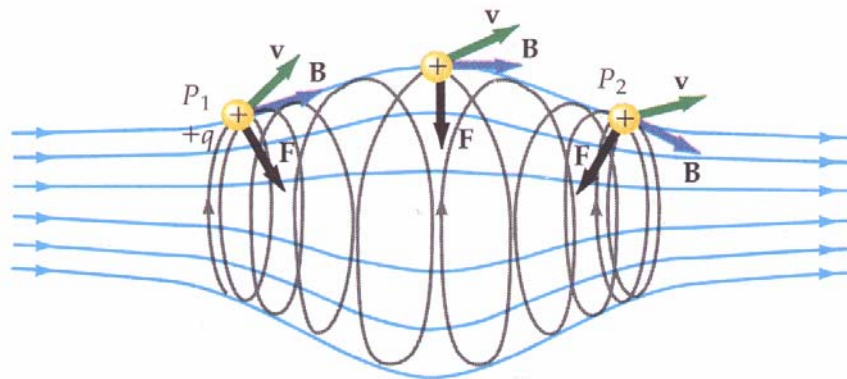


Abb. 4.2: Schematische Darstellung der Schraubenbahn eines bewegten Elektrons mit der Geschwindigkeit \vec{v} , das unter einem Winkel in ein adiabatisch wechselndes Magnetfeld \vec{B} eintritt. [30]

Nachfolgend sollen einige Abschätzungen über die Wirkung des Magnetfeldes auf die Geschwindigkeit eines Elektrons gemacht werden, wobei das Elektron

unter einem Winkel θ_i mit einer longitudinalen Geschwindigkeit $v \cdot \cos \theta_i$ von dem Reaktionsort in Richtung der z-Achse emittiert wird. Auf eine exakte Berechnung der resultierenden Flugzeiten unter Berücksichtigung der wirkenden Magnetfelder kann im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter eingegangen werden. Interessierte Leser finden in einem Paper von Cheshnovsky aus dem Jahr 1987 [31] eine umfassende Darstellung. Die Änderung des Magnetfeldes in z-Richtung wird als adiabatisch angenommen, womit gemeint ist, dass während eines Umlaufs des Elektrons um die Magnetfeldlinien sich die Stärke des Magnetfeldes nur minimal ändert. Diese Annahme impliziert einen Winkel θ_f zwischen der z-Achse und dem Geschwindigkeitsvektor des Elektrons, welcher gegeben ist durch

$$\frac{\sin \theta_f}{\sin \theta_i} = \sqrt{\frac{B_f}{B_i}} \quad (3.1)$$

B_i beschreibt das initialisierende starke Magnetfeld, welches in ein schwaches homogenes Magnetfeld B_f übergeht. Durch den Übergang in das schwache Magnetfeld werden sowohl die transversale als auch die longitudinale Geschwindigkeitskomponenten formiert. Da die totale Geschwindigkeit erhalten bleibt, ergibt sich für die longitudinale Geschwindigkeit:

$$v_{z, end} = v_{initial} \sqrt{\left(1 - \frac{B_f}{B_i} \sin^2 \theta_i\right)} \quad (3.2)$$

Die in der Kaliumquelle entstehenden Auger-Elektronen besitzen eine kinetische Energie von ~ 3000 eV, was nach $E = \frac{1}{2} m v^2$ einer Anfangsgeschwindigkeit von $v_{initial} = 32,46 \cdot 10^6$ m/s entspricht. Das starke Magnetfeld in Quellennähe wurde durch einen Permanentmagneten mit einer magnetischen Feldstärke von 3000 Gauß ($\equiv 0,3$ Tesla) erzeugt. Das schwache Magnetfeld wurde mit Hilfe einer Spule erzeugt, welche außerhalb der Vakuumkammer über die Driftröhre des Spektrometers geschoben wurde. An der Spule wurde eine Spannung von ~ 15 V angelegt, wodurch ein Strom von

~5 A durch sie floss. Die daraus resultierende magnetische Feldstärke betrug ~100 Gauß. Bei einem Winkel $\theta_i = 180^\circ$, genau wenn das Elektron in die dem Detektor entgegengesetzte Richtung emittiert wird, ergibt sich eine longitudinale Endgeschwindigkeit von $v_{z,end} = 0,978 v_{initial}$. Demzufolge ändert sich, egal in welche Raumrichtung die Auger-Elektronen emittiert werden, die Geschwindigkeit der Elektronen in Richtung des Detektors um maximal 3,2%. Aus der geringen Geschwindigkeitsänderung ergibt sich eine ebenfalls geringe Änderung in den Flugzeiten der Elektronen. Diese Abweichungen sind jedoch so klein, dass für feste Auger-Energien in den Flugzeitspektren (siehe Kapitel 5) ein definierter Peak auftaucht.

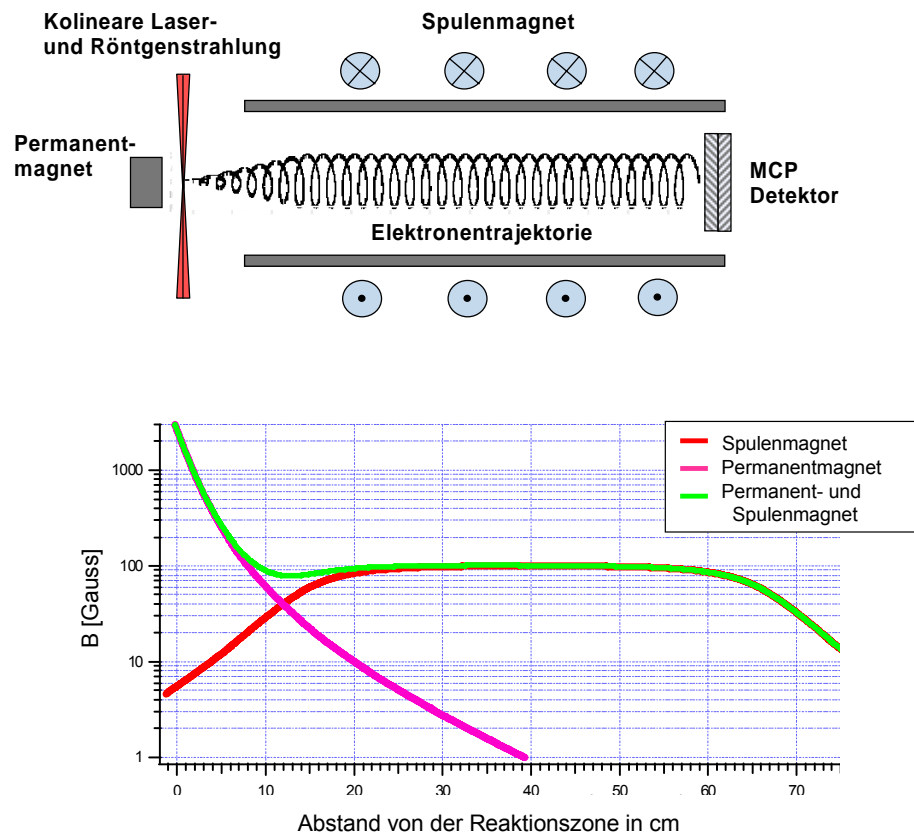


Abb. 4.3: (oben) Aufbau eines TOF Spektrometers mit Permanentmagneten und Spulenmagneten. Eine typische Elektronenflugbahn ist schematisch eingezeichnet. (unten) logarithmische Darstellung der magnetischen Feldstärken von Permanent- und Spulenmagneten (rot und rosa), sowie die Überlagerung beider (grün) in Abhängigkeit von dem Abstand zur Reaktionszone.

4.2 Der Detektor / Multi-Channel-Plates

Das Detektieren der Auger-Elektronen wird mit Hilfe eines Sekundärelektronen-Vervielfacher vorgenommen. Hierfür wird eine Anordnung von Mikro- oder Multi-Kanal-Platten (englisch: Micro/Multi-Channel-Plates; MCP) verwendet. Wie der Name bereits vermuten lässt, bestehen MCPs aus vielen zueinander parallel angeordneten Kanälen, in denen ein eintreffendes Elektron verstärkt wird. Die Wirkungsweise eines solchen Elektronenverstärkers ähnelt der eines Photomultipliers (siehe z.B. Gerthsen S.422). Die Kanäle bestehen aus Bleiglasröhren, deren Innenseite mit einem Material mit geringer Austrittsarbeit beschichtet ist. Die Elektronenkanäle haben einen Durchmesser von 10-100 μm [32] und sind in einem Winkel von $\sim 8^\circ$ zur Oberfläche angeordnet. Der Durchmesser der MCPs variiert von 25-120 mm. Eine Angabe über die Effizienz eines Multi-Channel-Plates wird jedoch nicht über die Größe allein, sondern über das Verhältnis von aktiver Fläche (gemeint ist hiermit die Fläche aller Kanalöffnungen) zur Gesamtfläche bestimmt. Dieses Verhältnis wird *open area ratio* (OAR) genannt und beträgt je nach Stärke der Kanalwände zwischen 50 und 70%. Durch die technisch schwierigen Herstellungsverfahren steigt mit immer besser werdenden OAR auch der Preis der Multi-Kanal-Platten. Ein weiteres Maß für die Effizienz eines MCPs ist das so genannte L/D-Verhältnis (englisch: length to diameter ratio). Je kleiner das Verhältnis von Länge zu Durchmesser eines MCPs ist, desto dicker und stabiler ist dieses. In dem hier beschriebenen Experiment wurden MCPs von Burle [33] mit einem Durchmesser von 50 mm und einem L/D-Verhältnis von 40:1 verwendet. Die Oberfläche der MCPs ist mit einer CrNi-Legierung beschichtet, an welcher eine Spannung angelegt werden kann. Je nach Hersteller kann die angelegte Potenzialdifferenz zwischen Vorder- und Rückseite der MCPs zwischen 800 und 1400 Volt betragen. Der Widerstand zwischen den beiden Stirnseiten des Multi-Channel-Plates liegt in einer Größenordnung von einigen 10-100 M Ω .

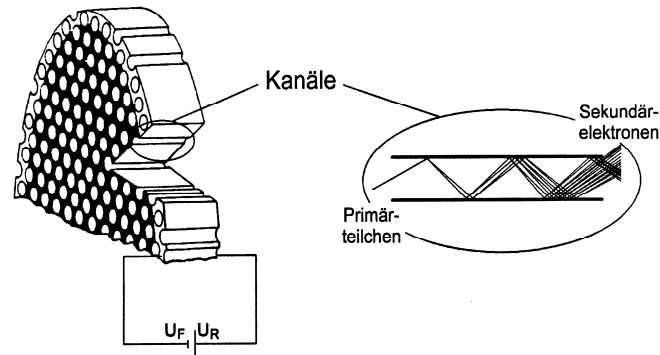


Abb. 4.4: (links) Schematische Darstellung eines Multi-Channel-Plates. (rechts) Ablauf einer Elektronenvervielfachung in einem Kanal des Plates. Zwischen der Vorder- und der Rückseite des Plates ist eine Spannung V_D zur Erzeugung der Elektronenlawine angelegt. [33]

Abbildung 4.4 zeigt die Erzeugung einer Elektronenlawine innerhalb eines Kanals. Das Primärelektron trifft auf den Kanal, in welchem es an der Kanalwand ein weiteres Elektron auslöst. Durch die Abschrägung der Kanäle wird ein Zurückstreuen der Elektronen zur MCP Oberfläche verhindert und das entstandene Sekundärelektron trifft erneut auf die Kanalwand. Die zwischen den Elektroden angelegte Spannung beschleunigt die Elektronen jeweils auf die zur Sekundärelektronenerzeugung nötige Energie. Dieser Vorgang setzt sich mit jedem produzierten Elektron fort, wodurch innerhalb des Kanals eine Elektronenlawine entsteht. Die Vervielfältigungsrate einer Platte liegt in einem Bereich von 10^3 [34] mit einer Zeitauflösung von wenigen 100 ps. In den meisten Fällen werden mehrere MCPs hintereinander verwendet, wodurch eine noch größere Elektronenausbeute erreicht wird. Typisch sind die Anordnungen von 2 oder auch 3 Platten, wobei diese deckungsgleich, jedoch zueinander gedreht, angeordnet werden (siehe Abbildung 4.5). Die Anordnung von zwei Plates wird *Chevron*-Anordnung und die von drei Plates wird *Z*-Anordnung (englisch: z-stack) genannt. Durch die Verknüpfung der Plates wird eine Elektronenvervielfachung der Ordnung 10^7 und höher erzielt. Für die weitere Auswertung der verstärkten Elektronen dienen Anoden, aus welchen mittels

RC-Gliedern die durch die Elektronen entstandenen Signale ausgekoppelt werden können.

Je nachdem, ob eine Messung der reinen Flugzeit oder eine orts aufgelöste Messung für das Experiment erforderlich ist, werden verschiedene Ansprüche an die Anode gestellt. Für eine ortsauflösende Messung werden häufig CCD-Kameras, Fluoreszenzschirme oder auch Verzögerungsdraht-Anoden (englisch: Delayline-Anode [35]) verwendet. Unabhängig davon; ob bei Experimenten eine sehr gut aufgelöste Orts- oder Flugzeitmessung durchgeführt werden soll, sind die Anforderung an das Detektorsystem sehr hoch. Dieses sollte sich im Wesentlichen durch eine schnelle Signalverarbeitung, einer Einsatzfähigkeit in einem großen Energiebereich, auch für unterschiedliche Reaktionsteilchen und einer Eignung für Ultrahochvakuum auszeichnen. Die Charakteristika der MCPs weisen eine gute Übereinstimmung mit den technischen Anforderungen an ein Detektorsystem auf.

Eine einfache Detektoranordnung besitzt eine Metallplattenanode, welche kurz hinter dem letzten MCP angebracht ist und zu der Rückseite des letzteren MCPs nochmals eine Potenzialdifferenz von wenigen hundert Volt aufweist. Die auf die Metallanode treffende Elektronenlawine sowie die Signale von den MCPs werden mittels RC-Gliedern ausgekoppelt.

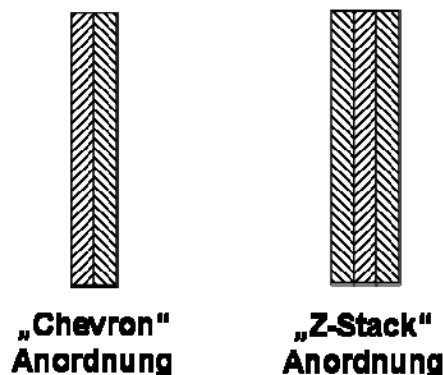


Abb. 4.5: Um die Elektronenverstärkung in den MCP's zu erhöhen, werden die Platten deckungsgleich, jedoch zueinander gedreht angeordnet. Man unterscheidet zwischen einer Chevron- oder Z-Stack Anordnung.

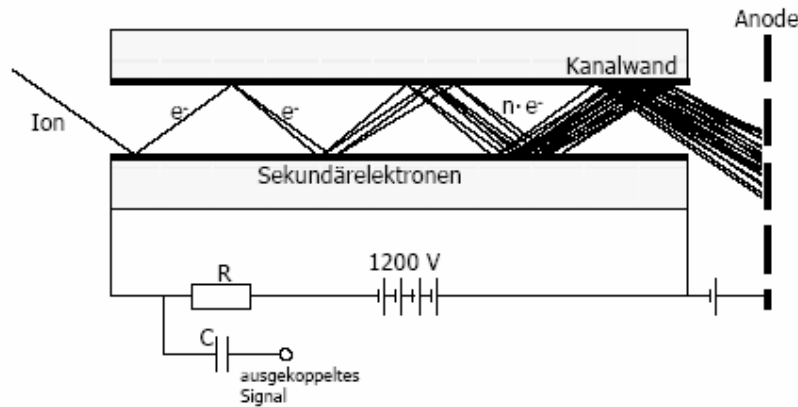


Abb. 4.6: schematische Darstellung einer Elektronenlawine in einem Kanal des MCPs mit anschließender Signalauskopplung. [36]

Im Gegensatz zu dem in Abbildung 4.5 dargestellten Aufbau eines Detektorsystems wurde in diesem Experiment das Signal von der Mitte der Anode mittels eines SMA-Steckers (englisch: **SubMiniature** version **A** – connector) gewonnen. Dadurch kann eine Minimierung der Elektronenlaufzeiten auf der Anode erzielt werden, da die Elektronen maximal eine Strecke von einmal dem Radius zurücklegen müssen. Eine weitere Besonderheit in dem hier beschriebenen Detektorsystem war der Einbau einer zweiten Metallanode. Um Missverständnisse zu vermeiden wird im folgenden die Anode, von welcher das Signal mittels eines SMA-Steckers genommen wird, als Signalanode und die Anode, welche sich direkt hinter den MCPs befindet und auf welche die Elektronenlawine trifft, als Metallanode bezeichnet. In Abbildung 4.6 ist schematisch ein Querschnitt des verwendeten Systems dargestellt. Zwischen der Metall- und der Signalanode befindet sich eine dünne Schicht Kaptonfolie. Kaptonfolie weist eine elektrische sowie mechanische Stabilität in einem großen Temperaturbereich (-269°C bis 400°C) auf, wodurch sie vielseitig in der Industrie und in der Wissenschaft eingesetzt wird. Des Weiteren bietet die Kaptonfolie eine sehr gute Isolation gegen hohe Spannungen. Zwischen der Metall- und der Signalanode wirkt die Folie als ein Dielektrikum. Dies ist erforderlich, da an den MCPs und der Metallanode sehr hohe Spannungen anliegen, welche sonst einen Kurzschluss mit der geerdeten Vakuumkammer hervorrufen könnten. Durch die kapazitive Kopplung des Signals mittels Kaptonfolie auf die Signalanode kann diese auf sehr niedriger Spannung

liegen. Des Weiteren ist um das Detektorsystem eine Box gebaut, welche aus Gründen der Abschirmung geerdet, beziehungsweise auf das gleiche Potenzial wie die Vakuumkammer gebracht wurde.

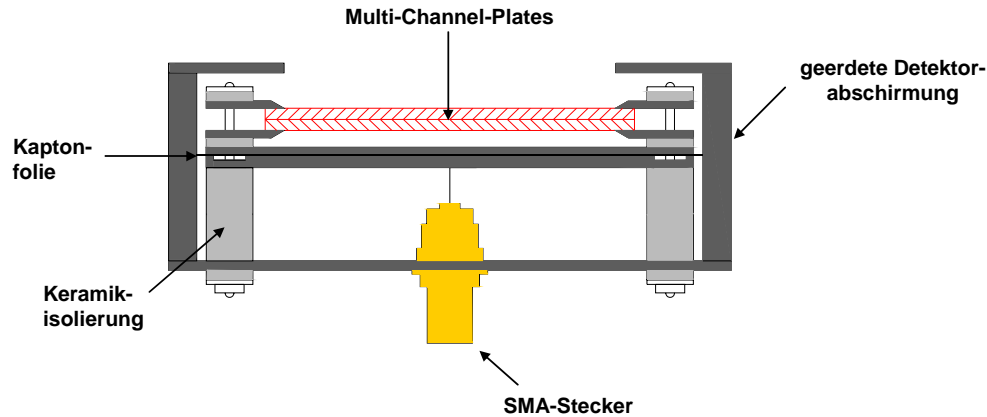


Abb. 4.7: Schematischer Aufbau des verwendeten Detektorsystems. Die MCPs (rot) befinden sich in einer Chevronanordnung. Zwischen der Metallanode und der Signalanode ist eine dünne Kaptonfolie (schwarz) zu erkennen. Der Ausgangspuls wird mit Hilfe eines SMA-Steckers von der Signalanode gewonnen.

Während des Experimentes wurden mehrfach die Spannungen der MCPs und Anoden verändert, um eine möglichst effiziente Elektronennachweis zu erzielen. Um ein Bedampfen der MCPs zu verhindern, musste darauf geachtet werden, dass an der Vorderseite des Detektors eine leicht positive Spannung von ~ 50 V anlag. Die sehr schnellen Elektronen werden durch diese geringe positive Spannung kaum beeinflusst. Es zeigte sich jedoch, dass bei zunehmender Energie der Röntgenphotonen im Flugzeitspektrum neben dem stark ausgeprägten Peak, hervorgerufen durch die Auger-Elektronen, ein weiterer, schwacher Peak erschien. Dieser Peak hat seinen Ursprung in den aus der K-Schalen-Ionisation entstandenen langsamen Photoelektronen. Durch die steigende Röntgenenergie erhalten die Photoelektronen beim Verlassen des Atoms immer mehr kinetische Energie, wodurch ein Wiedereinfang der Elektronen in das Atom unwahrscheinlicher wird. Auf Grund der zusätzlich an der Detektorvorderseite angelegten positiven Spannung werden die

Photoelektronen in Detektorrichtung beschleunigt, und zählen somit als echte Ereignisse bei der Auswertung der Flugzeiten.

Da es in dem hier beschriebenen Experiment auf das Messen der Elektronenraten in Abhängigkeit der Röntgenenergie ankommt, würde das Detektieren der langsamen Photoelektronen zu einer Verfälschung der Ergebnisse führen. Um die Auger-Elektronen von den Photoelektronen zu isolieren, wurde an der Detektorvorderseite eine leicht negative Spannung angelegt. Somit ergab sich allerdings wieder das Problem, dass die Kaliumionen die Möglichkeit hatten auf die Detektoroberfläche zu treffen und diese zu bedampfen. Dieses Problem konnte durch Anlegen elektrischer Felder am Eingang des Spektrometers gelöst werden.

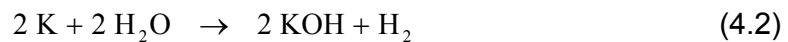
	Spannungen [V]
MCP Front	-50 – -200
MCP Back	2100 – 2300
Metallanode	2300 – 2500

Die Verwendung unterschiedlicher Spannungen den Multi-Channel-Plates und den Anoden ermöglichte eine zeitlich stabile Durchführung des Versuches, ohne Gefahr zu laufen, Komponenten des Detektors oder der Vakuumkammer zu zerstören.

4.3 Die Kaliumquelle

Kalium ($[\text{Ar}]4s^1$) gehört zur Gruppe der Alkalimetalle, welche im Periodensystem in der ersten Hauptgruppe angeordnet ist. Im Gegensatz zu dem Edelgas Argon besitzt Kalium nach dem Bohrschen Atommodell eine weitere Elektronenschale, auf welcher sich ein zusätzliches Elektron, das Valenzelektron, befindet. 1807 wurde das Kaliummetall erstmals von dem

englischen Chemiker Sir Humphry Davy (1778-1829) bei einer Elektrolyse von Ätzmetallen hergestellt. In der Anfangszeit wurde das Alkalimetall aus Pottasche gewonnen, wodurch ihm der auch heute noch im Englischen und Französischem gängige Name *Potassium* gegeben wurde. Der deutsche Begriff *Kalium* wurde bereits 1796 durch den deutschen Chemiker Klaproth (1743-1817) eingeführt und hat seinen Ursprung in der arabischen Sprache (*al qali* = Asche, aus Pflanzenasche gewinnbar). Neben dem stabilen, zu 93% in der Natur vorkommenden ^{39}K existieren noch weitere Kaliumisotope. Zum Beispiel wird das radioaktive ^{40}K , welches in den meisten biologischen und terrestrischen Stoffen vorkommt, zur Altersbestimmung von kaliumhaltigen Mineralien herangezogen. Auf Grund des einen, in der äußersten Schale befindlichen, Valenzelektrons besitzen Alkalimetalle die chemische Eigenschaft mit den meisten Nichtmetallen fast sofort zu reagieren. Bei Berührung mit Luft verliert daher das sonst silberblau glänzende Metall sofort seinen Glanz, da es mit den Sauerstoffatomen in der Luft zu Kaliumoxid reagiert. Deswegen wird Kalium oft in Petroleum oder Sicherheitsgläsern aufbewahrt. Kommt Kalium mit Wasser in Berührung, gibt es eine stark exotherme Reaktion, bei welcher sich das Kalium entzündet und unter violetter Flammenfärbung zu Kaliumhydroxid (KOH) und Wasserstoff (H_2) verbrennt.



Alkalimetalle, somit auch Kalium, sind die reaktionsfähigsten aller Metalle und kommen aus diesem Grund in der Natur nur in gebundenen Zuständen vor. Die Gewinnung von Kalium wird heute nicht mehr mittels Elektrolyse durchgeführt, sondern viel mehr durch Umsetzung von Kaliumsalzen wie Kaliumchlorid oder Kaliumfluorid. Eine große Verwendung finden die wasserlöslichen Kaliumsalze, speziell das Kaliumsulfat, als Düngemittel in der Agrarwirtschaft.

Kennwerte von $^{39}_{19}\text{K}$

Ordnungszahl	19
Atomare Masse	39,0983
Atomradius (berechnet)	220 (243) pm
Dichte	856 kg/m ³
Schmelzpunkt	336,53 K (63,38 °C)
Siedepunkt	1032 K (759 °C)
Molares Volumen	45,94·10 ⁻⁶ m ³ /mol
Spezifische Wärmekapazität	757 J/(kgK)
Elektrische Leitfähigkeit	13,9·10 ⁶ S/ml
1. Ionisierungsenergie	4,341 eV

Abb. 4.8: wichtigste Eigenschaften von Kalium [37]

Während des Versuches wurde das stabile ^{39}K verwendet, welches bei Zimmertemperatur in fester Form vorliegt. Da der Schmelzpunkt von Kalium bei 63,38 °C liegt, stellt die Produktion des für das Experiment erforderlichen Kaliumdampfes kein Problem dar. Bereits in den früheren Versuchen wurde ein Kaliumofen konstruiert [22], in welchem unter variabler Temperaturänderung ein konstanter Gasstrahl aus Kaliumatomen gebildet wurde. Durch die oben aufgeführten chemischen Eigenschaften von Kalium ist leicht die Problematik beim Bau einer solchen Kaliumquelle zu erkennen, da das Kalium beim Öffnen der Kammer nicht mit Luft in Berührung kommen darf. Daher sollte die Möglichkeit bestehen, den Ofen vor dem Öffnen der Kammer zu verschließen, um weitere Reaktionen des Kaliums zu vermeiden. Das vorangegangene Modell des Kaliumofens besaß aus diesem Grund ein von außen zugängliches Ventil. Der Ofen besteht aus einem thermisch sehr gut leitfähigen Material, durch welches die von den Heizstäben produzierte Wärme gut in das Innere des Ofens gelangen kann. Die Tatsache, dass das Ventil zum Schließen des Ofens von außen erreichbar sein soll, hat zur Folge, dass sich die komplette Kaliumquelle außerhalb der Vakuumkammer befinden muss. Der Kaliumdampf wird dann mittels eines Strahlrohrs in die Wechselwirkungszone geleitet. Sehr

viel der vom Ofen produzierten Wärme geht auf Grund der guten Leitfähigkeit des Ofenmaterials an die Umgebung außerhalb der Kammer verloren. Um den hohen Wärmeverlust zu vermeiden ist es demnach ratsamer, die Kaliumquelle ebenfalls im Vakuum zu betreiben. Somit ergab sich eine Veränderung im Modell des Kaliumofens (Abb. 4.8), wodurch sich erneut die Problematik, dass das Kalium dann mit dem Sauerstoff in der Luft reagiert, stellte. Um diese Reaktion zu vermeiden, wurde die Vakuumkammer vor dem Öffnen mit Argon befüllt. Argon ist unwesentlich schwerer als Luft, was bei kurzzeitigem Öffnen der Kammer Reaktionen zwischen Kalium und Sauerstoff verhindern kann.

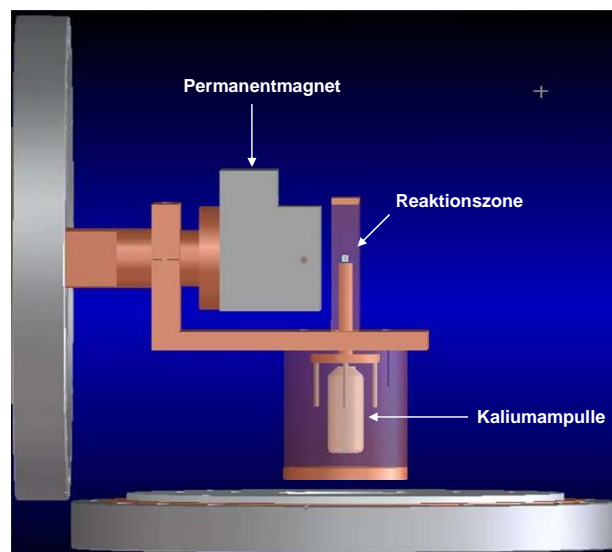


Abb. 4.9: Das Ofenmaterial besteht aus Kupfer, welches die Wärme sehr gut leitet. Aus der Kaliumampulle tritt der Kaliumdampf durch eine Röhre in die Reaktionszone. Der äußere Zylinder ist an einem Arm befestigt, an welchem auch der Permanentmagnet für die magnetische Flasche befestigt ist, wodurch eine konstante Distanz zwischen Magnet und Reaktionszone gewährleistet ist.

Grundsätzlich besteht der Ofen aus einem inneren und einem äußeren Zylinder, die beide aus Kupfer gefertigt sind. Kupfer wurde auf Grund seiner nicht magnetischen Eigenschaften als Ofenmaterial gewählt. Der äußere Zylinder ist an einer Aufhängung befestigt, an welcher sich außerdem der Permanentmagnet zum Erzeugen der magnetischen Flasche befindet. Diese Anordnung ermöglicht einen konstanten Abstand zwischen Permanentmagneten und Ofen, wodurch eine gleich bleibende Position der

Wechselwirkungszone im Magnetfeld garantiert ist. Die zusätzlich auf dem äußeren Zylinder angebrachte Kappe ermöglicht einen exakten Überlapp von Röntgen- und Laserstrahlung mit dem Gasstrahl und verhindert das Abdampfen des Kaliums in die Vakuumkammer. Der innere Zylinder enthält die Kaliumampulle und ist von einer Heizdrahtspirale umgeben. Ein röhrenförmiger Aufsatz sorgt für einen gleichmäßigen Strahl des Kaliumgases, welches direkt in die Wechselwirkungszone geleitet wird. Mit Hilfe von Thermoelementen konnte die Temperatur an verschiedenen Stellen des Ofens während des gesamten Experimentes kontrolliert werden. Hierbei wurde die Temperatur am Permanentmagneten sehr genau beobachtet, da bei zu hoher Temperatur eine Entmagnetisierung des Magneten die Folge wäre. Das Kaliummetall wurde in einer Glasampulle geliefert, welche in dem Ofen befestigt wurde. Kurze Zeit bevor das Experiment begann musste die Spitze der Ampulle abgebrochen werden. Um eine vorzeitige Reaktion des Kaliums zu vermeiden wurde dieser Vorgang in einem Atmosphärenbeutel, gefüllt mit Argongas, durchgeführt.

Der durch den Heizdraht fließende Strom wurde so eingestellt, dass im Ofen eine konstante Temperatur von 250-260°C herrschte. Durch die nachfolgende Tabelle kann der Dampfdruck von verschiedenen Elementen bei definierten Temperaturen bestimmt werden. Demzufolge besitzt Kalium bei einer Temperatur von 250°C einen Dampfdruck von $7 \cdot 10^{-5}$ bar. Allerdings entspricht dieser Druck nicht dem gleichen Druck wie er an der Stelle herrscht, an welcher die Röntgen- und Laserstrahlen auf das Kaliumgas treffen. Direkt für die Wechselwirkungsregion muss ein mindestens 10mal geringerer Druck angenommen werden. Genaue Aussagen können dazu allerdings nicht gemacht werden, da eine direkte Messung des Druckes nicht möglich war.

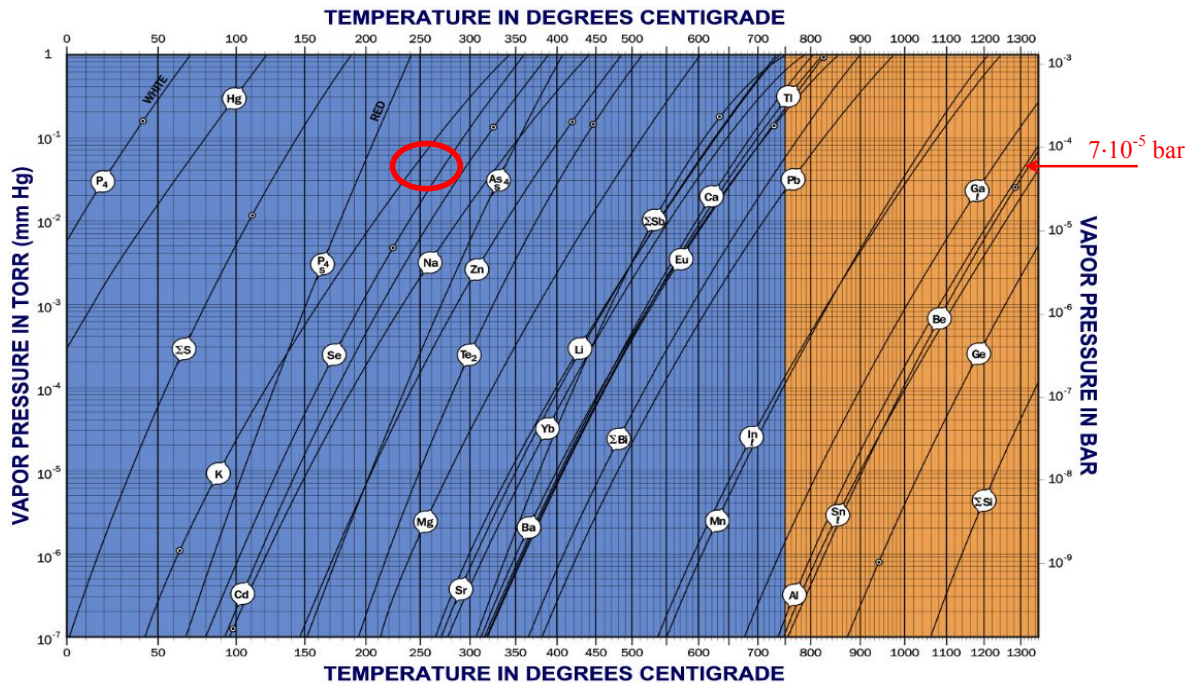


Abb. 4.10: Dampfdruck für Kalium in Abhängigkeit der Temperatur in Grad Celsius [38]

4.4 Die Vakuumkammer

Bei Experimenten im atomaren Bereich kommt es häufig darauf an, dass die zu untersuchende Probe in Gasform vorliegt. Wünschenswert ist es hierbei, dass unerwünschte Stöße zwischen den Atomen, Molekülen und Elektronen (z.B. im Restgas) so gering wie möglich gehalten werden, um eine Aussage über die stattgefundenen Reaktionen treffen zu können. Eine fehlerfreie Realisierung der Experimente ist aus diesem Grund nur bei sehr gutem Vakuum möglich. Ein gutes Vakuum kann auf unterschiedliche Arten erzielt werden, erfordert jedoch in jedem Fall sehr starke Pumpen, die häufig für eine längere Zeit vor dem Beginn des Experiments die Kammern „leer“ pumpen müssen. Während des hier beschriebenen Experimentes wurde mit 3 verschiedenen Pumpen gearbeitet. Eine Turbopumpe von Varian („turbo-V-250“) mit einer Pumpvolumen von ~ 250 Litern pro Sekunde befand sich in der Nähe des Detektors, um ein störungsfreies Arbeiten der MCPs zu garantieren. Zwei

weitere Turbopumpen der Firma Alcatel befanden sich in der Nähe der Reaktionszone. Hierbei handelte es sich um eine 400 Liter (ACT400) und eine 80 Liter (ACT80) Turbopumpe.

Die Vakuumkammer besteht aus zwei Teilen, der Hauptkammer, in welcher die Laser- und Röntgenstrahlen auf das Kalium treffen, und dem Spektrometer. Die Hauptkammer besteht aus einem Kubus mit 25,4 cm Kantenlänge, in welchem sich die Kaliumquelle befindet. Das korrekte Einstellen der vertikalen und horizontalen Position der Kammer in Bezug auf die Laser- und Röntgenstrahlung konnte durch Differenzialschrauben unterhalb der Kammer ermöglicht werden. Der Überlapp zwischen Laser- und Röntgenstrahlung wurde mit Hilfe eines Spiegels vor dem Kubuseingang verwirklicht. Die Röntgenstrahlung kann den Spiegel mittels eines Loches in dessen Mitte durchschreiten, während die Laserstrahlung, die in einem rechten Winkel zur Röntgenstrahlung auf den Spiegel trifft, von diesem in Richtung der Kammer reflektiert wird. In der Kammer treffen die Strahlen auf die Wechselwirkungszone, welche sich innerhalb der Ofenkappe, die eine Größe von 0,5 x 2 x 5 cm (Breite x Länge x Höhe) aufweist, befindet. Die tatsächliche Wechselwirkungszone kann als punktförmig angenommen werden und befindet sich direkt an der Position, wo der Kaliumdampf aus dem Zylinder austritt und die Lichtstrahlen durch die Öffnung in die Kappe eintreten. Das Spektrometer befindet sich senkrecht zu der Wechselwirkungszone in derselben horizontalen Ebene, wie auch die Laser- und Röntgenstrahlung. Innerhalb der Kammer herrschte während des Experimentes ein Druck von $10^{-5} - 10^{-6}$ mbar. Auf der Detektorseite am Ende des Spektrometers war der Druck in der Regel um eine Ordnung größer, was durch das Abschirmen des Kaliumgases mit Hilfe der Schlitze und Gitter am Eingang des Spektrometers zu begründen ist.

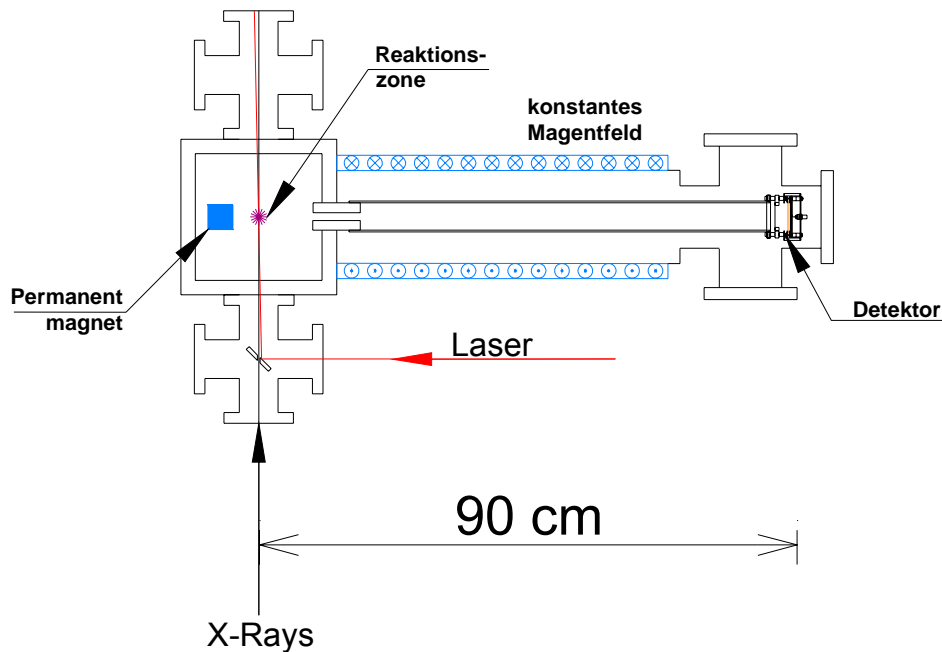


Abb. 4.11: Dargestellt ist ein horizontaler Querschnitt der Vakuumkammer. Die Röntgenstrahlen werden in die Reaktionszone geleitet. Die Reaktionszone befindet sich im Fokus des 800 nm Laserstrahls.

4.5 Die Photonenquelle

Eine Vielzahl atomphysikalischer Experimente hängt von der Erzeugung hochenergetischer Photonen ab, welche je nach erforderlichem Spektrum mittels unterschiedlicher Techniken entstehen können. Linienspektren haben häufig ihren Ursprung in Gasentladungen, während kontinuierliche Spektren beim Erhitzen von Metallen auftreten. Ende der 50er Jahre wurde eine weitere Möglichkeit entdeckt, um eine kontinuierliche, elektromagnetische Strahlung mit hoher Intensität und großer Photonenausbeute zu erzeugen. Diese, in einem Kreisbeschleuniger entstehende, Synchrotronstrahlung besitzt ein breites Intensitätsspektrum, welches vom Infraroten bis hin zur harten Röntgenstrahlung reicht. Eine Besonderheit der Synchrotronstrahlung ist ihre enorme Helligkeit über den kompletten Frequenzbereich, wodurch sie sogar heller als die in der Sonne erzeugte elektromagnetische Strahlung ist.

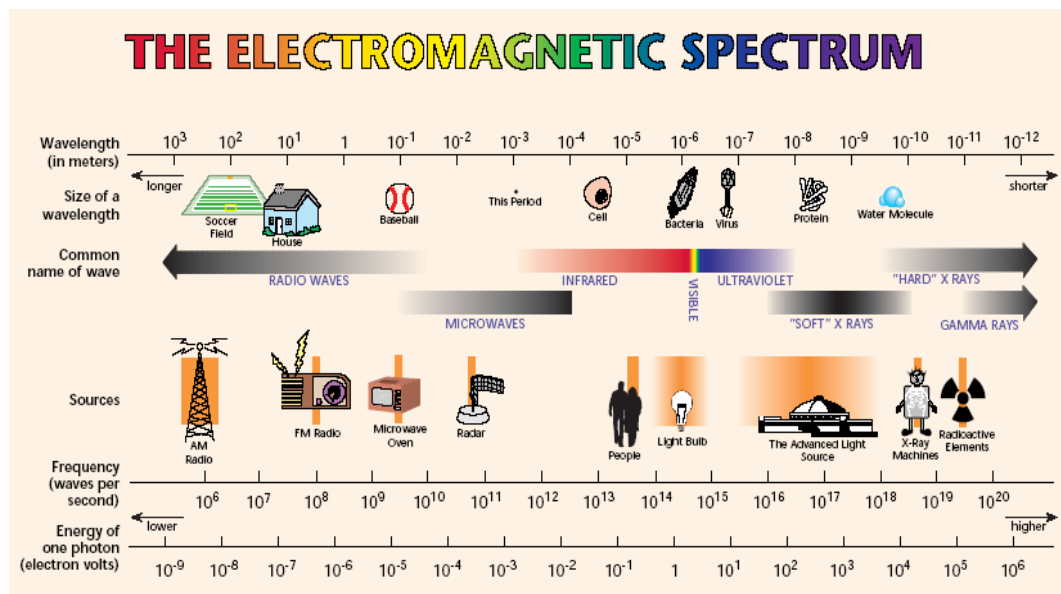


Abb. 4.12: Darstellung des elektromagnetischen Spektrums in Abhängigkeit der Wellenlänge, Frequenz und Energie. [39]

Synchrotronstrahlung wird von geladenen, hochenergetischen Teilchen emittiert, die in Synchrotronanlagen auf Kreisbahnen gezwungen werden. Typischerweise bestehen solche Synchrotronanlagen aus einer Teilchenquelle, einem Linearbeschleuniger, einem Beschleunigerring und einem Speicherring. In der Teilchenquelle werden Elektronen oder Positronen erzeugt und mit Hilfe des Linearbeschleunigers auf eine Geschwindigkeit von annähernd 99,9% der Lichtgeschwindigkeit beschleunigt. Von dem Linearbeschleuniger gelangen die sehr schnellen Teilchen mit einer Energie von rund 50 MeV in einen weiteren Beschleuniger, dem Kreisbeschleuniger, in welchem sie durch elektrische und magnetische Felder auf Energien von einigen GeV beschleunigt werden. Anschließend werden die geladenen Teilchen in den Speicherring injiziert, in welchem sie auf einer konstanten Kreisbahn umlaufen und dabei die Synchrotronstrahlung emittieren. In der Advanced Light Source (ALS) in Berkeley, Kalifornien, werden die Teilchen durch eine Elektronenkanone erzeugt und gelangen mit einer Energie von 1,5 – 1,9 GeV in den äußeren Speicherring, der einen Durchmesser von 60 Meter hat. Die großen Durchmesser bei Synchrotronringen sind bestimmt durch die hohen

Geschwindigkeiten der Elektronen und die begrenzte Feldstärke der Ablenkmagneten.

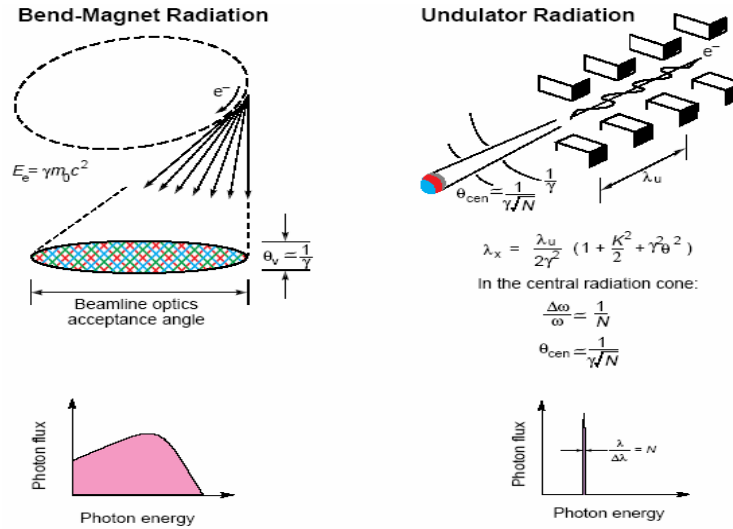


Abb. 4.13: (links) Dargestellt ist die Abstrahlcharakteristik beschleunigter Teilchen mit annähernder Lichtgeschwindigkeit an einem Ablenkmagneten. Unten ist der daraus resultierende Photonenstrom in Abhängigkeit der Photonenenergie abgebildet. (rechts) Strahlgang eines beschleunigten Elektrons mit annähernder Lichtgeschwindigkeit durch einen Undulator. Der daraus resultierende Photonenstrom ist in dem Bild darunter angedeutet. [40]

Die magnetischen Felder der Ablenkmagnete induzieren eine Lorentzkraft, welche für eine Richtungsänderung der beschleunigten Elektronen verantwortlich ist. Die Elektronen emittieren dann tangential zu Ihrer Beschleunigungsrichtung eine elektromagnetische Strahlung, deren Frequenz mit der Umlauffrequenz ω eines geladenen Teilchens auf einer Kreisbahn mit dem Radius R übereinstimmt:

$$\omega = \frac{v}{R} \quad (4.3)$$

v = Geschwindigkeit des Teilchens

Für Elektronen mit annähernder Lichtgeschwindigkeit liegen nach Gleichung 4.3 die Umlauffrequenzen im MHz-Bereich. Erstaunlicherweise erfolgt die Abstrahlung in einem Synchrotron bei sehr viel höheren Frequenzen. Dies ist eine Folge der relativistischen Eigenschaften von Teilchen, welche bei annähernder Lichtgeschwindigkeit eine kegelförmige Abstrahlcharakteristik aufweisen. Durch die hohe Geschwindigkeit ergibt sich für den Beobachter eine veränderte Laufzeit des Elektrons, wodurch dieses mit einer höheren Frequenz abstrahlt.

Durch das Abstrahlen der elektromagnetischen Strahlung verlieren die Elektronen bei einem Umlauf bis zu einem Prozent ihrer Energie. Um die Elektronen trotzdem auf einer konstanten Kreisbahn, welche durch den Radius des Speicherringes vorgegeben ist, zu halten, muss ihnen die verloren gegangene Energie wieder zugeführt werden. Dies geschieht durch elektrische Felder, in denen die Elektronen periodisch beschleunigt werden. Es entstehen die für ein Synchrotron typischen Elektronenpakete (bunches). Der Betrieb von Synchrotronanlagen erfolgt in verschiedenen Modi, bei welchen die Anzahl der Elektronenpakete und der induzierte Teilchenstrom variieren. Bei einem Multibunch-Modus an der ALS in Berkeley existieren ~300 Elektronenpakete („Buckets“), die mit jeweils 2 ns Abstand platziert sind. 276 der 328 Buckets sind gleichmäßig befüllt und weisen direkt nach der Befüllung des Speicherringes eine Strom von 1,4 mA auf. 72 ns hinter dem 276ten, gering befüllten Bucket, befindet sich der „Camshaft“. Der Camshaft besteht aus einem Elektronenpaket, welches im Gegensatz zu den restlichen einen höheren Strom, ~10 mA, besitzt. Die stärkere Befüllung des Camshafts ist dafür verantwortlich, dass das Signal des Camshafts im Gegensatz zu dem der Multibunches wesentlich schneller abnimmt. Typischerweise beträgt die Lebensdauer eines Elektronenstrahls im Multibunch-Modus bis zu 8 Stunden. Des Weiteren kann die ALS in einem Single- oder Doublebunch-Modus betrieben werden. In dem Speicherring befinden sich dann entweder nur ein oder zwei sich gegenüberliegende Elektronenpakete. Diese erhalten beim Befüllen des Ringes einen wesentlich höheren Strom, ~20 mA, was jedoch die Lebensdauer auf 30-90 Minuten beschränkt.

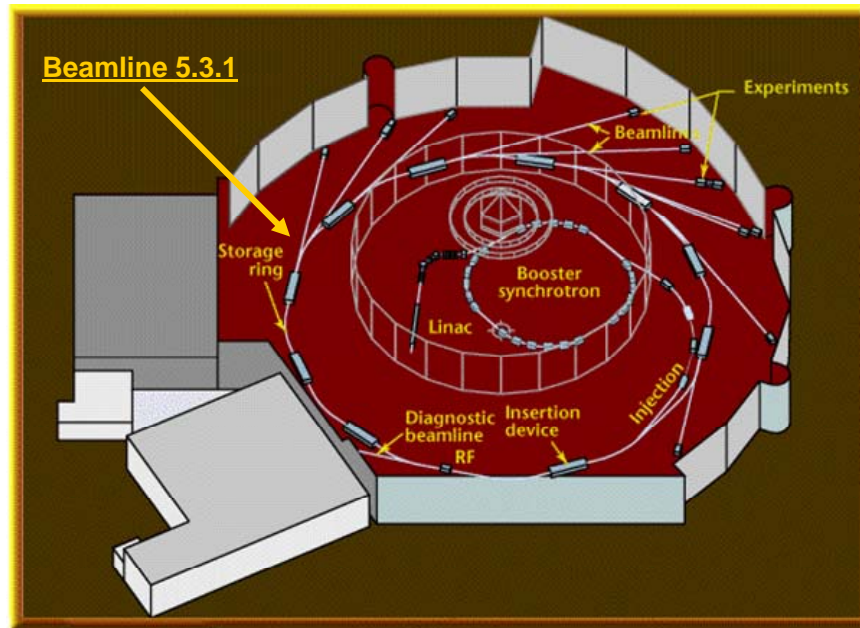


Abb. 4.14: Synchrotron an der Advanced Light Source in Berkeley, Kalifornien [40]

Die Strahlung an der Advanced Light Source in Berkeley, Kalifornien wird nur zum Teil durch Ablenkmagneten (englisch: bending magnet) erzeugt. Ein großer Teil der kurzwelligen Strahlung wird durch Undulatoren und Wiggler erzeugt. Undulatoren bzw. Wiggler sind versetzt zueinander angeordnete Magnete, in welchen der Teilchenstrahl durch die Lorentzkraft auf eine wellenförmige Bahn gezwungen wird (siehe Abb. 4.12). Sie unterscheiden sich hauptsächlich in ihrem Ablenkparameter K . Bei einem Wiggler ist der Ablenkparameter groß (typisch $K \geq 10$) und sie weisen im Gegensatz zu einem Ablenkmagneten eine deutlich erhöhte Strahlstärke auf. Bei einem Wiggler bleibt, ähnlich wie bei einem Ablenkmagneten, die Polarisierung in der Ablenkebene linear. Bei einem kleinen Ablenkparameter (typisch $K < 1$) spricht man von einem Undulator. Undulatoren zeichnen sich durch einen enormen Intensitätsgewinn aus. Passiert der Strahl zwei Undulatoren direkt hintereinander, und sind diese in einem Winkel zueinander gedreht, so kann die Polarisierung des emittierten Lichtes von linear zu zirkular geändert werden.

Beamline 5.3.1

Die ersten Entwürfe für den Bau einer neuen Synchrotronanlage der dritten Generation in Berkeley gehen auf das Jahr 1987 zurück. Seit dem 22. Oktober 1993 können Wissenschaftler aus allen Ländern der Welt an der ALS ihre Forschungen an 36 verschiedenen Experimentierpunkten betreiben. Diese Experimentierpunkte liegen an den Enden von Strahlrohren (englisch: beamline), durch welche die an den Magneten emittierte Strahlung weitere Modifikationen erhalten kann. Das hier beschriebene Experiment wurde an der Beamline 5.3.1 durchgeführt. Die Strahlung wird durch einen Ablenkmagneten im Speicherring erzeugt und kann mit Hilfe des Germanium-Kristall-Monochromators an der Beamline in einem Energiebereich von 1,8–12 keV variiert werden [41]. Bevor die Röntgenstrahlung zu dem Monochromator gelangt, muss sie einen so genannten Chopper passieren. Der Chopper besteht aus einer rotierenden Scheibe mit mehreren Löchern, durch welche die Röntgenstrahlen dringen können. Durch das gleichmäßige Rotieren des Choppers werden die Röntgenstrahlen mit einer Frequenz von 2 kHz zerhackt. Eine Besonderheit dieser Beamline ist der Femtosekunden-Laser, welcher zusätzlich zu der Synchrotronstrahlung eine Strahlung im Infraroten produzieren kann. Diese Kombinationsmöglichkeit von Femtosekunden-Laserpulsen mit hochenergetischer Röntgenstrahlung findet bei Experimenten zur zeitlichen Auflösung von atomaren Vorgängen große Anwendung.

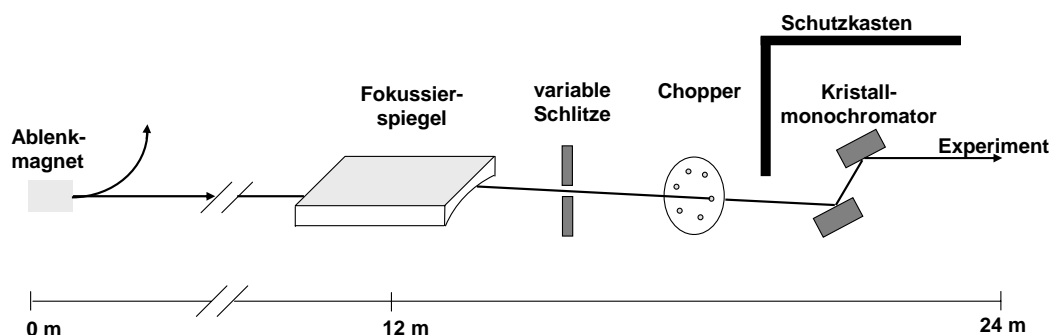


Abb. 4.15: schematische Abbildung des Verlaufs der Röntgenstrahlen an der Beamline 5.3.1

4.6 Datenaufnahme & Überlagerung des Röntgen- und Laserpulses

Wichtigster Bestandteil des Experimentes ist die Datenaufnahme. Hierbei ist es besonders wichtig eine Auswahl bezüglich „guter“ und „schlechter“ Ereignisse zu treffen. Unter einem „schlechten“ Ereignis versteht man zum Beispiel detektierte Elektronen, die aus Reaktionen mit dem Restgas entstanden sind, oder auch die bei der Ionisation der K-Schale entstandenen Photoelektronen. Die Wahl der richtigen Ereignisse wird durch eine Koinzidenz verschiedener Parametern eines Experimentes realisiert und kann durch Verwendung verschiedener, zeitlich sehr schnell reagierender, elektronischer Bauteile ermöglicht werden. Im Falle von Flugzeitmessungen ist ein genaues Wissen über den Startzeitpunkt und die verschiedenen auf dem Detektor eintreffenden Ereignisse erforderlich, um eine Aussage über die Koinzidenz der Ereignisse machen zu können.

Als echte Ereignisse sollen die eintreffenden Auger-Elektronen gewertet werden, welche bei einer Reaktion der Röntgenphotonen des Camshafts mit den Kaliumatomen entstehen. Als Startsignal für die Flugzeitmessung wird ein Puls des Camshafts verwendet, welcher bedingt durch den Umlauf des Camshafts im Speicherring alle 656ns auftritt. Für das Stoppsignal der Zeitmessung wird der Puls eines eintreffenden Auger-Elektrons auf dem Detektor verwendet. Um zu verhindern, dass Auger-Elektronen, die nicht vom wirklichen Röntgenpuls erzeugt wurden, als ein scheinbar echtes Ereignis registriert werden, wird eine Zeitspanne zwischen Start- und Stoppsignal definiert, in welcher alle Ereignisse gemessen werden. Bei einer Driftröhrenlänge von 60 cm benötigen Auger-Elektronen mit 3 keV kinetischer Energie etwa 19 ns für den Weg von der Wechselwirkungszone bis zum Detektor. Diese Zeit gibt eine Begrenzung der Spanne zwischen dem Start- und Stoppsignal.

Ein Ziel dieses Experimentes war es, das Valenzelektron des Kaliumatoms mit Hilfe des Lasers ins Kontinuum zu heben und die aus der anschließenden Röntgenionisation entstehenden Auger-Elektronen zu messen. Der Laser pulst mit einer Wiederholungsrate von 1 kHz, was einer zeitlichen Differenz zwischen zwei Pulsen von 1 ms entspricht. Damit für diesen Experimententeil tatsächlich nur jene Auger-Elektronen aus der 'Doppelionisation' ein Stoppsignal auslösen, wurde eine Koinzidenz zwischen Laser- und Röntgenpuls sowie den detektierten Auger-Elektronen vorausgesetzt. Simultan zu den Auger-Elektronen aus der zweifachen Ionisation des Kaliumatoms mit Laser- und Röntgenstrahlung wurden die Auger-Elektronen aus der Ionisation der K-Schale des Kaliumatoms mit Röntgenstrahlen aufgezeichnet. Dadurch ließen sich etwaige systematische Fehler vermeiden. Die Daten wurden dafür in verschiedenen Kanälen des zur Zeitmessung verwendeten TDC (englisch: time-to-digital-converter) gespeichert und anschließend zur weiteren Verarbeitung mit dem Computer ausgelesen. Bevor jedoch eine Aufnahme der Daten möglich ist, muss der Laserpuls mit dem Röntgenpuls des Camshaft räumlich und zeitlich überlappt werden. Die räumliche Überlappung erfolgt mit Hilfe einer abgeschrägten Metallplatte, welche sich an einem in vertikaler Richtung beweglichen Hebel befindet. Hinter der Metallplatte befindet sich eine in der Kammer fest installierte Photodiode, welche die Stärke des auftreffenden Lichtes bestimmt. Mit Hilfe eines Motors kann die Platte durch den Laser- oder Röntgenstrahl bewegt werden und mit Hilfe der Photodiode kann anschließend die Lichtintensität in Abhängigkeit der vertikalen Position der Platte bestimmt werden. Die untere Kante der Metallplatte verläuft horizontal, während die obere Kante in einem Winkel von 45° abgeschrägt ist. Fährt die Metallplatte durch den Lichtstrahl, so wird ein Teil des Lichtes geblockt und die Photodiode registriert eine geringere Intensität. Bewegt sich die Metallplatte weiter, dringt kein Licht mehr zur Photodiode vor. Trägt man nun die von der Photodiode gemessene Lichtintensität in Abhängigkeit von der Position der Metallplatte auf, so kann man die exakte Position des Laser- und Röntgenlichtes in der Vakuumkammer bestimmen. Mit Hilfe der horizontalen Kante kann die vertikale Verschiebung der beiden Strahlen zueinander und mit Hilfe der abgeschrägten Kante die horizontale Verschiebung der Strahlen zueinander bestimmt werden. Anschließend muss man den Laserstrahl um die benötigte Strecke in

horizontaler und vertikaler Richtung verschieben, so dass die Mittelpunkte der beiden Strahle übereinstimmen.

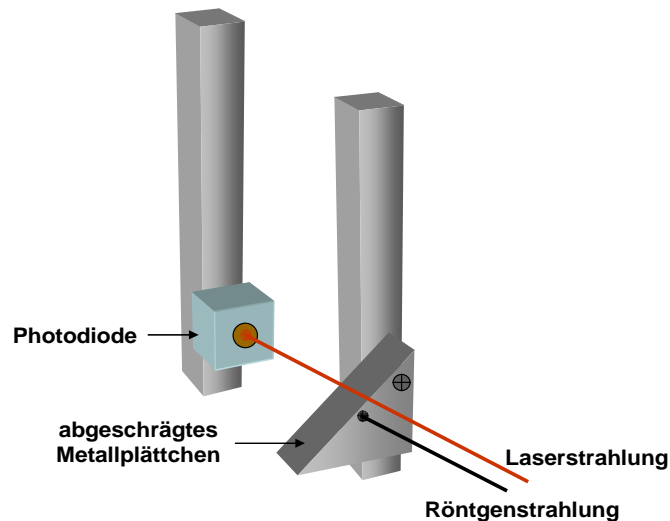


Abb. 4.16: schematischer Aufbau zur räumlichen Überlappung der Röntgen- und Laserstrahlung

Der zeitliche Überlapp zwischen dem Laser- und Röntgenpuls wird durch eine Photodiode² erzielt. Der Laserpuls kann dann auf einem Oszilloskop abgebildet werden und die gute zeitliche Auflösung, auch bestimmt durch die schnelle Photodiode, erlaubt es die ansteigende Flanke des Laserpulses bis auf 200 ps genau zu bestimmen. Mittels verschiedener Verzögerungseinheiten („Gate and Delaygenerator“; GD) kann dann ein zeitlicher Überlapp zwischen den Laser- und Röntgenpulsen realisiert werden. „Gate and Delaygeneratoren“ werden auch für die zeitliche Koinzidenz zum Erzeugen der Start- und Stoppsignale verwendet. In Abbildung 4.15 ist eine schematische Darstellung des Schaltbildes gezeigt. Mittels „Logical Fan in/out“ Modulen wird das 2 kHz Choppersignal verzweigt und auf unterschiedlichen Wegen weiter bearbeitet. Eines der abgespaltenen Signale wird als Startsignal an den TDC gesandt, welcher alle dann ankommenden Daten aufzeichnet. Ein weiteres abgezwertes Signal wird zum Erzeugen der Koinzidenz zwischen dem Lasersignal, dem Signal der eintreffenden Elektronen und dem Signal des

² Genauer Lawinphotodiode (englisch: avalanche photodiode; APD). Ihre Besonderheit besteht in der schnellen Verarbeitungszeit von ~1 ns.

Röntgenpulses verwendet. Das aus der Koinzidenz resultierende Signal teilt dem TDC mit, die Messung zu stoppen. Der TDC wird dann von einem Zwischenspeicher ausgelesen, einem so genannten Listprozessor, welcher wiederum durch einen Befehl des Computers seine Daten an diesen übermittelt. Mit einem weiteren Choppersignal, welches durch einen GD verzögert wird, erfährt der Listprozessor den Startzeitpunkt zum Auslesen des TDCs. Vor dem elektronischen Arbeiten mit dem MCP-Signal muss dieses durch einen Vorverstärker (englisch: Fast Amplifier) verstärkt und zur weiteren Verarbeitung mittels eines Moduls mit Constant-Fraction-Logik in ein NIM-Signal umgewandelt werden.

Nachdem die Daten von dem Computer ausgelesen wurden, können sie in einem speziell für diesen Versuch geschriebenen Programm für die Mess- und Steuersoftware LabView (National Instruments Cooperation) dargestellt werden. Dieses Programm stellt in verschiedenen Fenstern die Flugzeiten der Elektronen dar. Es kann somit direkt an der Beamline eine Aussage darüber getroffen werden, ob die aufgezeichneten Daten „gut“ sind, oder ob die Einstellungen zum Beispiel am Detektor oder bei der Überlappung der Strahlen verändert werden müssen. Die endgültige Analyse der Daten erfolgte mittels IgorPro, einem mathematischen Programm zum Auswerten größerer Datenmengen.

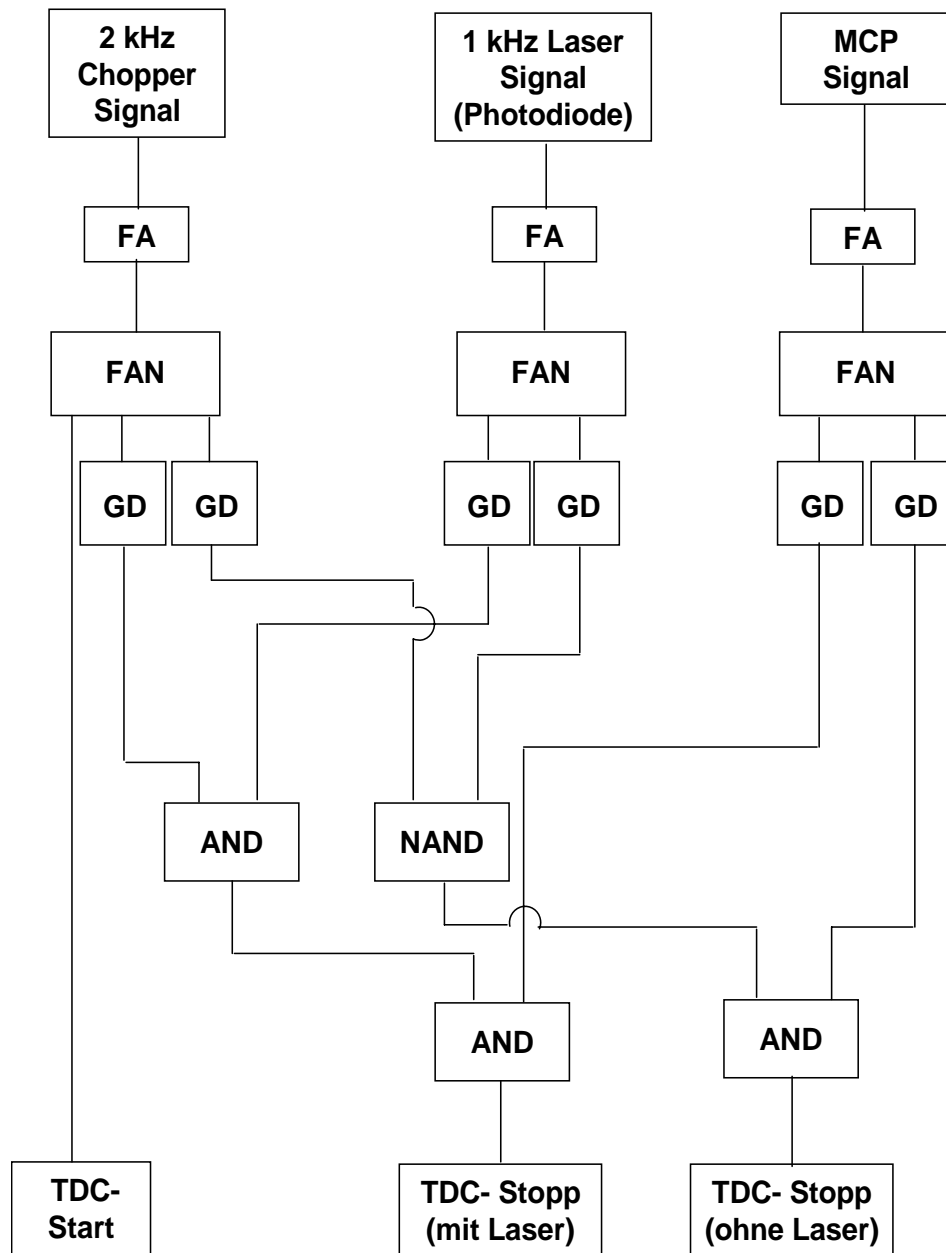


Abb. 4.17: schematischer Schaltplan der elektronischen Verknüpfung

FA: Fast Amplifier

FAN: Logical Fan in / out

GD: Gate- und Delaygenerator

TDC: Time to Digital Converter – Le Croy CAMAC Model 3377

Zeitauflösung ~500 ps

KAPITEL 5

Ergebnisse & Diskussion

Die während des Experiments aufgezeichneten Daten wurden mit Hilfe von IgorPro [42] ausgewertet. IgorPro ist ein Programm zur Analyse von großen Datenmengen und ähnelt in seiner Funktionsweise dem mathematischen Programm Origin, wobei es mit wesentlich größeren Datenmengen arbeiten kann.

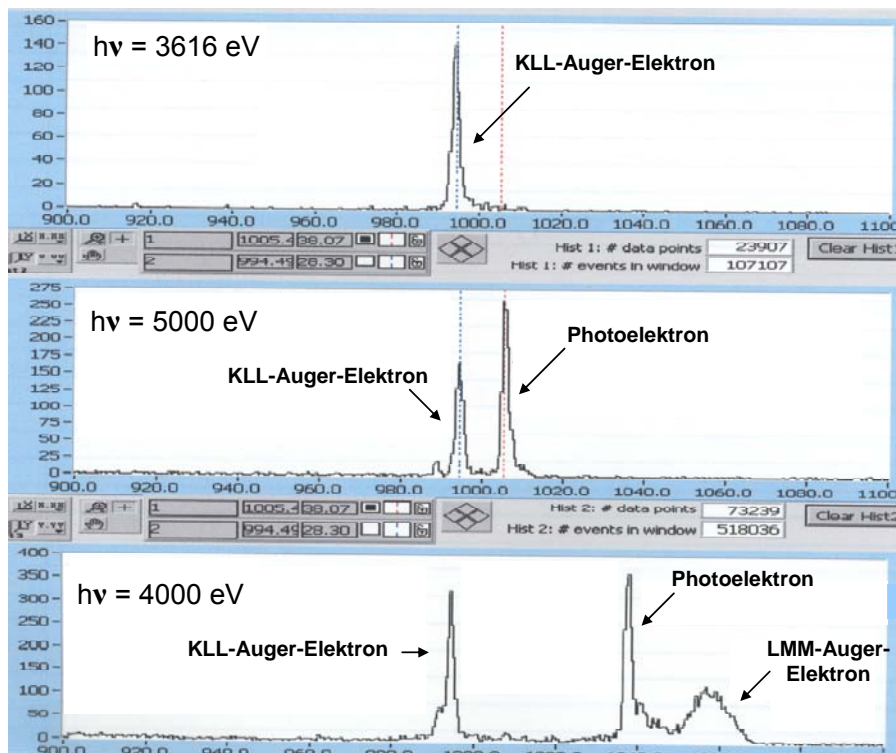


Abb. 5.1: Flugzeitspektren für unterschiedliche Energien der Röntgenphotonen; aufgetragen sind die Elektronenraten bei einer festen Röntgenenergie in Abhängigkeit von der relativen Flugzeit der Elektronen.

In Abbildung 5.1 sind die von dem TDC aufgenommenen Flugzeitspektren für unterschiedliche Energien der Röntgenphotonen dargestellt. Das obere Diagramm zeigt bei einer Energie der Röntgenphotonen von 3616 eV einen scharfen Peak, welcher die Rate der am Detektor auftreffenden Auger-Elektronen wiedergibt. Bei einer Steigerung der Photonenenergie auf 5000 eV erscheint ein weiterer Peak, der durch das am Detektor auftreffende Photoelektron entsteht, welches die nach der Ionisation der K-Schale überschüssige Energie des Röntgenphotons als kinetische Energie aufnimmt. Da während des Experiments an der Vorderseite des Detektors eine negative Spannung von 50 Volt angelegt wurde, gelang es den Photoelektronen bei der Messung des oberen Spektrums nicht, diese Potentialbarriere zu überwinden. Im zweiten Fall reichte jedoch die kinetische Energie der Photoelektronen aus, um zu dem Detektor zu gelangen. Die dritte Messung wurde bei einer festen Photonenenergie von 4000 eV durchgeführt und zeigt zusätzlich zu dem Peak der KLL-Auger-Elektronen und der Photoelektronen einen Peak, der die Existenz von LMM-Auger-Elektronen zeigt, deren kinetische Energie geringer ist als die der Photoelektronen.

Um die am Detektor registrierten KLL-Auger-Elektronen in Abhängigkeit der Energie der eingestrahlten Röntgenphotonen darstellen zu können, wird ein elektronisches Fenster um den Peak der Auger-Elektronen erzeugt. Innerhalb dieses Fensters werden alle eintreffenden Ereignisse in Abhängigkeit von der eingestrahlten Röntgenenergie mit der in Kapitel 4.6 beschriebenen Koinzidenzmessung aufgezeichnet. Eine erste Darstellung der am Detektor registrierten Auger-Elektronen in Abhängigkeit der Energie der eingestrahlten Röntgenphotonen ist in Abbildung 5.2 zu erkennen. Die blaue Kurve stellt die Rate der produzierten Auger-Elektronen bei der Ionisation des Kaliumatoms durch die Röntgenphotonen dar. Die zweite, rote Kurve stellt ebenfalls die Elektronenrate in Abhängigkeit der Photonenenergie dar, jedoch wurden die Auger-Elektronen erst nach der Ionisation des Kaliumatoms mit dem Laser erzeugt. Die Energie der Röntgenphotonen wurde in 0,2 eV-Schritten erhöht, und die Messzeit pro Datenpunkt betrug 200 Sekunden. Im Nachfolgenden werden die Kurven, in denen die K-Schale des Kaliums ohne Lasereinfluss

ionisiert wurde, mit „Laser Off“ und jene, bei denen der Laser zuvor das Kaliumatom ionisiert hatte, mit „Laser On“ bezeichnet.

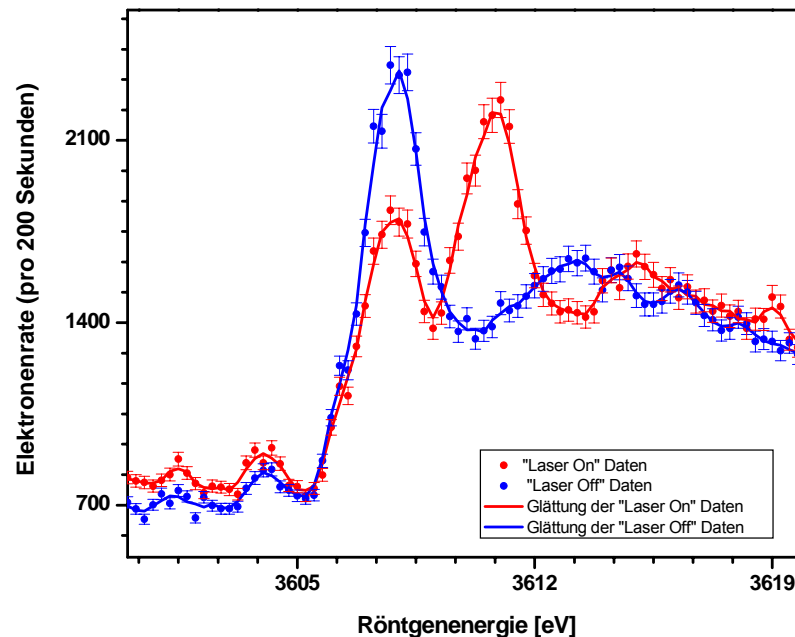


Abb. 5.2: Auger-Elektronenraten von Kaliumatomen (blau) und Kaliumionen nach der Ionisierung durch den Laser (rot) in Abhängigkeit von der Energie der eingestrahlichten Röntgenphotonen.

Graph 5.2 präsentiert die Originaldaten, welche durch eine glättende Kurve verbunden wurden, von einer an der ALS in Berkeley, Kalifornien durchgeführten Messung. Die Fehlerbalken ergeben sich durch den statistischen Fehler der Einzelmessungen und lassen sich aus der Wurzel der Elektronenrate errechnen. Durch die Überlagerung berechneter Lorentzverteilungen, die jeweils der Verteilung der Auger-Elektronen bei bestimmten Übergängen des 1s-Elektrons in höhere Zustände entsprechen, lässt sich eine theoretische Kurve ermitteln, welche die Verteilung der experimentellen Daten gut wiedergibt. Eine Präsentation der daraus resultierenden „Laser Off“ Kurve ist in Abbildung 5.3 zu sehen. Die Schwelle des Ionisationspotenzials wurde mit Hilfe einer Arcustangens-Stufenfunktion erzeugt. Auf Grund von PCI-Effekten ist das Ionisationspotenzial jedoch nicht

exakt bestimmt. Diese Tatsache zeigt sich in Abbildung 5.3 darin, dass die Schwelle des Ionisationspotenzials nicht wie angenommen als scharfe Kante auftritt, sondern sich über einen kleinen Energiebereich erstreckt. Die senkrechten Balken im oberen Teil des Graphs stellen die einzelnen Übergänge im Kaliumatom dar. Bei 3608 eV ist ein Peak zu sehen, der seinen Ursprung in dem Übergang des 1s-Elektrons in den 4p-Triplett-Zustand hat. Der kleinere Nebenpeak an der rechten Seite des Peaks ergibt sich durch einen Übergang des 1s-Elektrons in den 4p-Singulett-Zustand. Mit zunehmender Röntgenenergie finden weitere Übergänge des 1s-Elektrons in höher liegende Zustände, wie zum Beispiel 5p und 6p statt, welche auch im weiteren Verlauf der Kurve zu sehen sind. Kurz hinter der Ionisationsschwelle („IP“) sind zwei klare Peaks zu erkennen, die auf eine mögliche Doppelanregung $[1s4s]np5s$ des Atoms zurückzuführen sind. Bei einer weiteren Energiezunahme treten zusätzliche Doppelanregungen der Form $[1s4p]4pnp$ auf. Vergleichbare Ergebnisse wurden bereits von Gomilšek et al. und Hertlein et al. [43, 23] in früheren Experimenten erhalten.

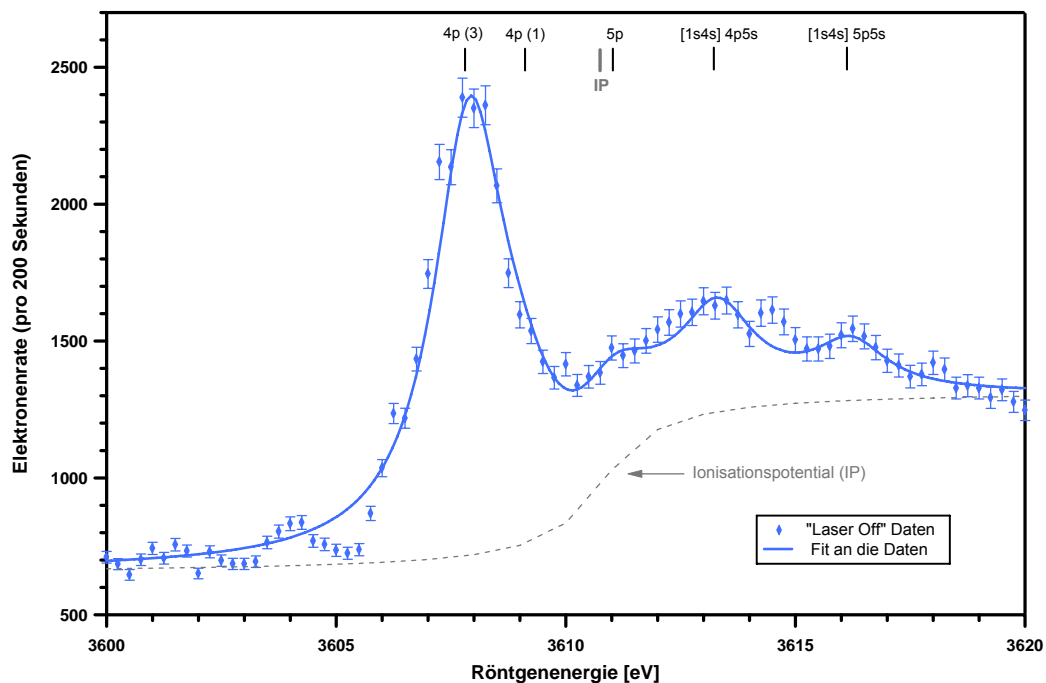


Abb. 5.3: Rate der Auger-Elektronen in Abhängigkeit von der eingestrahlt Röntgenenergie. Die senkrechten Balken im oberen Bildteil symbolisieren die Übergänge des 1s-Elektrons im Kaliumatom. Die graue, gestrichelte Linie spiegelt das Ionisationspotenzial wieder.

Die Breite des Peaks ist bestimmt durch die Monochromatorauflösung an der Beamline 5.3.1 und die natürlichen Linienbreite des $1s4p$ -Übergangs. Die Anregung des $1s$ -Elektrons in den $4p$ -Zustand ist durch eine natürliche Linienbreite von 0,75 eV gegeben [44]. Als Monochromator der Beamline 5.3.1 an der ALS dient ein Germanium (111) –Kristall, der die Auflösung auf 1/3000 der Photonenenergie beschränkt. Bei einer durchschnittlichen Photonenenergie im Röntgenbereich um die 3600 eV ergibt sich für den Monochromator eine Auflösung von annähernd 1 eV, welche somit etwas schlechter ist als die natürliche Linienbreite des $1s4p$ -Übergangs. Dies führt dazu, dass die Peakbreite in Abbildung 5.3 im Gegensatz zu den Vergleichskurven von Gomilšek und Hertlein größer ausfällt.

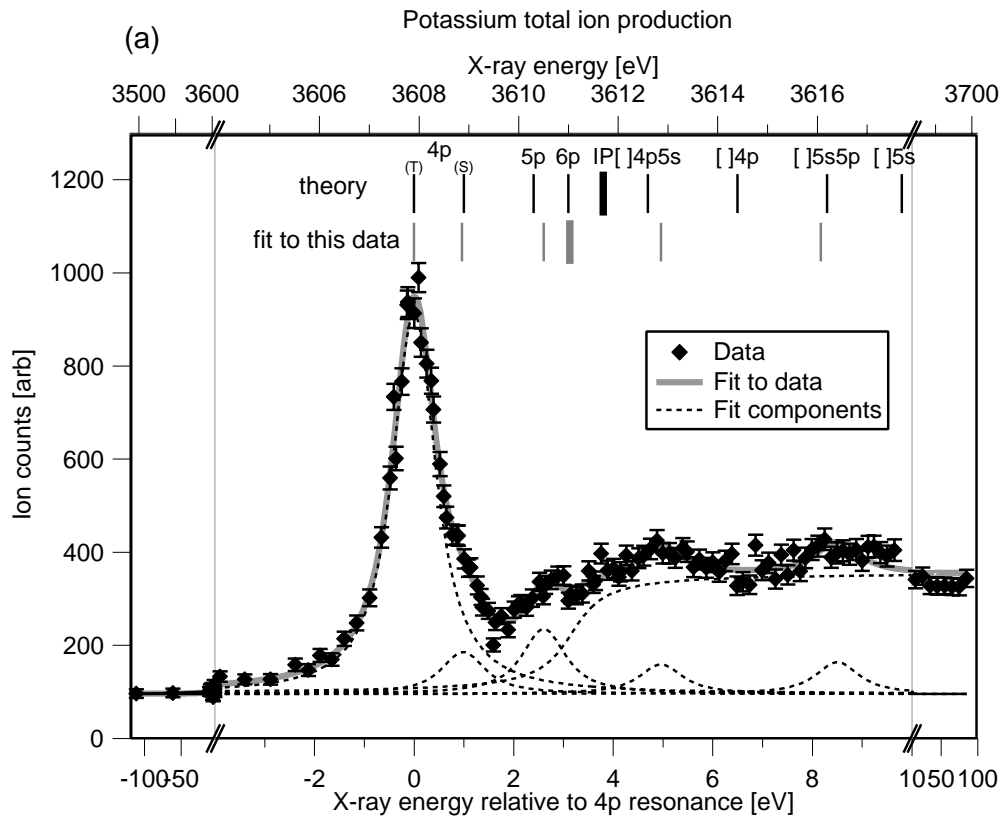


Abb. 5.4: Ionisationskurve von Kalium nach der Röntgenionisation der K-Schale. [24] Dargestellt ist die Kaliumionenrate in Abhängigkeit von der Röntgenenergie. Die gestrichelten Kurven geben die zum Anpassen der Daten verwendeten Modellkurven wieder. Im oberen Bildteil sind die Übergänge im Kaliumatom durch senkrechte Balken dargestellt.

In Abbildung 5.3 sind neben den Messwerten für die K-Schalen Ionisation von Kaliumatomen (in blau dargestellt) auch die Messwerte für die Ionisation mit vorherigem Lasereinfluss (in rot dargestellt) aufgezeigt. Bei der „Laser On“-Kurve ist für eine Röntgenenergie von 3608 eV erneut ein Peak zu erkennen, der hingegen zum Peak der „Laser Off“-Kurve eine geringere Intensität aufweist. Zusätzlich erkennt man bei einer Röntgenenergie von 3611 eV einen zweiten Peak. Hinter diesem ist der Verlauf der Messwerte ähnlich, wie zuvor bei der untersuchten „Laser Off“-Kurve. Dies lässt darauf schließen, dass eine vorherige Ionisation des Kaliumatoms durch den Laser stattgefunden und daraufhin die Energie der K-Schale sich erhöht hat. Der immer noch vorhandene erste Peak bei 3608 eV entsteht, da sich neben den Kaliumionen auch noch Kaliumatome in der Wechselwirkungszone befanden, die durch die Röntgenstrahlen ionisiert wurden. In diesem Fall würde nach Abzug des ionisierten Anteils der Kaliumatome von der „Laser On“-Kurve eine mit Abbildung 5.2 vergleichbare Kurve zu sehen sein, welche aber zu der „Laser Off“-Kurve um einen kleinen Energiebetrag verschoben ist.

Die in Graph 5.5 präsentierte rote K^+ Kurve zeigt eine sehr große Ähnlichkeit mit der oben beschriebenen Kurve der Kaliumatome. Es konnten ~35% der Kaliumatome durch das Laserlicht ionisiert werden. Der intensive Peak bei 3611 eV stammt auch hier von der Anregung des 1s-Elektrons in den 4p-Zustand. Die Erhöhung rechts neben dem Peak ergibt sich durch eine Überlagerung der höher angeregten Zustände und des Ionisationspotenzials. Wie bei dem einfach ionisierten Kalium bleibt die Elektronenrate in dem Bereich hinter der Ionisationskante leicht erhöht, was auch hier auf mögliche Doppelanregungen schließen lässt. Der Ursprung des Peaks in der K^+ -Kurve, um 3615 eV konnte nicht vollständig erklärt werden.

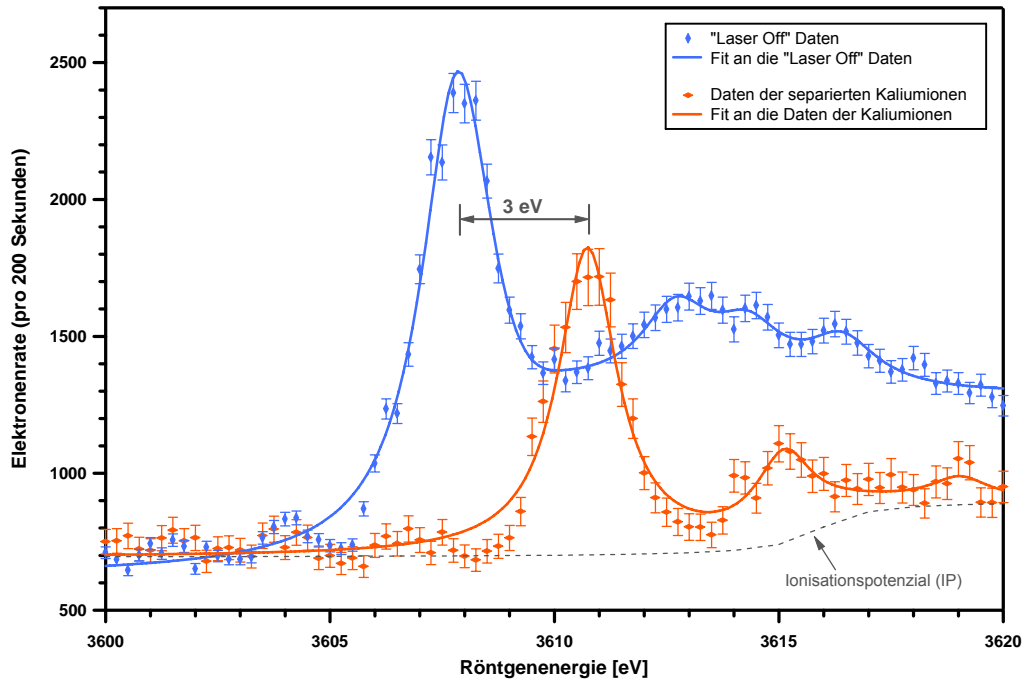


Abb. 5.5: „Laser Off“-Kurve und separierte K^+ -Kurve in Abhängigkeit von der Röntgenenergie. Die „Laser Off“-Kurve (blau) zeigt einen Peak bei 3608 eV und verläuft anschließend auf Grund des Ionisationspotenzials erhöht weiter. Die rote K^+ -Kurve gibt die K-Schalen-Ionisation des Kaliumions wieder. Der Peak befindet sich bei einer Energie von 3611 eV und zeigt so die Verschiebung der K-Schale um 3 eV.

Für einen besseren Vergleich sind die Kurve der Kaliumatome und die der Kaliumionen in diesem Graphen zusammen gefasst. Sehr deutlich ist zu erkennen, dass die K^+ -Kurve zu der „Laser-Off“-Kurve um 3 eV zu höheren Energien hin verschoben ist. Für den Fall des $1s4p$ Übergangs entspricht dies einer Erhöhung der Energie $E_{14} = E_{1s} - E_{4p}$, die dadurch zu Stande kommt, dass sich das $1s$ Niveau stärker zum Kern hin verschiebt als das $4p$ -Niveau. Diese Tatsache ist umso erstaunlicher, da die Wellenfunktion des $4s$ -Elektrons in der Kernnähe einen geringeren Einfluss auf die Energieniveaus als in der Nähe des $4p$ -Niveaus besitzt und man erwarten würde, dass sich die äußeren Niveaus stärker verschieben, wodurch sich die Energie E_{14} verringern würde. Die Peakpositionen der berechneten Lorentzverteilungen für die einzelnen Übergänge, welche der Energiedifferenz zwischen den jeweiligen Übergängen entspricht, sind in der nachfolgenden Tabelle aufgeführt.

Übergang	„Laser-Off“-Kurve	K ⁺ -Kurve
[1s]4p (T)	3607,9 eV ± 0,12 eV	3610,7 eV ± 0,18 eV
[1s]4p (S)	3609 eV ± 0,1 eV	
1[s]5p	3611 eV ± 0,29 eV	3615,1 eV ± 0,42 eV
[1s]6p	3613,3 eV ± 0,34 eV	
IP	3610,8 eV ± 0,46 eV	3615,9 eV ± 1,18 eV

Abb. 5.6: berechnete Energiedifferenzen zwischen den einzelnen Übergängen im Kaliumatom bzw. Kaliumion

An Hand der Verschiebung des Ionisationspotenzials kann man den absoluten Wert für die Verschiebung des 1s-Niveaus ablesen. Demnach verschiebt sich das 1s-Energieniveau nach dem Entfernen des 4s-Elektrons um $5 \text{ eV} \pm 1 \text{ eV}$ und die höher liegenden Energiezustände verschieben sich im Rahmen des Fehlers um einen absoluten Wert von 2 – 3 eV. Eine ähnliche Verschiebung der Energiezustände ist auch in anderen Messungen zu sehen und lässt sich tatsächlich auf das Entfernen des 4s-Elektrons durch den Laser zurückführen. Experimentell konnte somit gezeigt werden, dass sich die Abschirmung des Kernes nach dem Entfernen eines äußeren Elektrons anders als zu erwarten, stärker auf das 1s-Niveau als auf die äußeren Energieniveaus auswirkt.

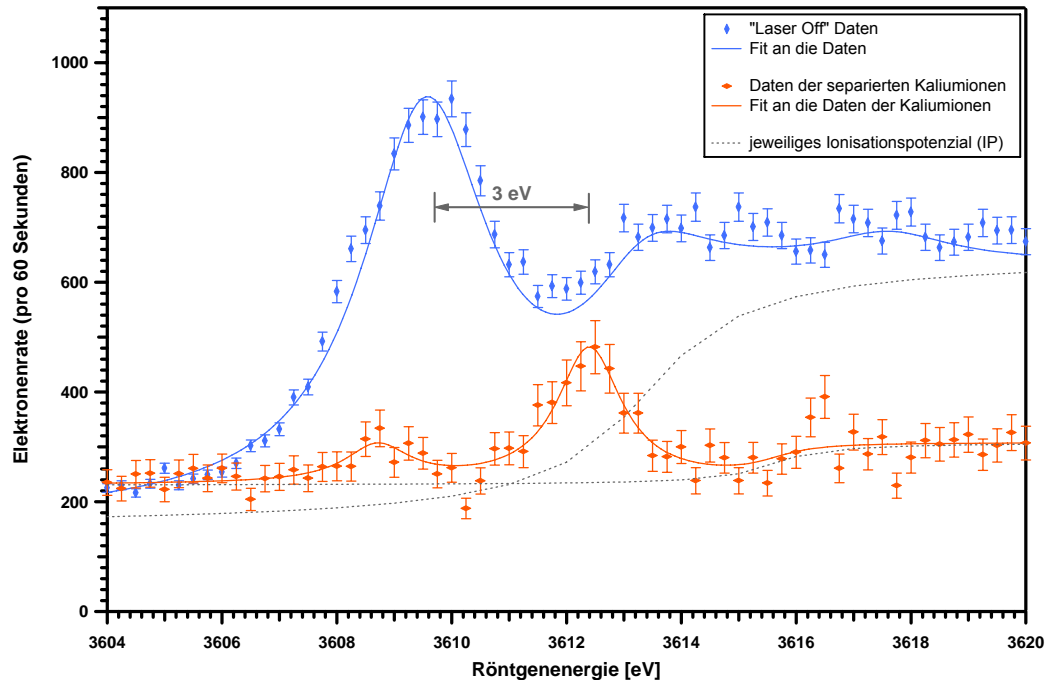


Abb. 5.7: Kalium- (blau) und K^+ -Kurve (rot) in Abhängigkeit von der Energie der Röntgenphotonen. Bei der Messung wurden $\sim 10\%$ der Kaliumatome durch das Laserlicht ionisiert.

Die in Abbildung 5.7 dargestellte K^+ -Kurve weist im Vergleich zu der Kaliumkurve eine wesentlich niedrigere Elektronenrate auf. Dies ist darauf zurückzuführen, dass ein bedeutend kleinerer Anteil der Kaliumatome durch den Laserpuls ionisiert wurde. Der Grund für die geringe Ionisationsrate des Lasers konnte nicht festgestellt werden. Des Weiteren ist zu erkennen, dass der gesamte Anteil der registrierten Auger-Elektronen erheblich geringer ist, als bei den in Abbildung 5.5 dargestellten Ionisationskurven. Dies lässt sich auf eine Abnahme des Dampfdruckes zurückführen, welche ihre Ursache in der leer werdenden Kaliumampulle hatte. Trotz der geringeren Statistik während dieser zweiten Messreihe, ist eine Verschiebung der K-Schalenenergie um 3 eV zu erkennen. Auch hier ist ein Peak um 3616 eV durch die Messpunkte angedeutet. Dieser sollte jedoch nur in Form einer kleinen Erhöhung auftreten, welche durch die Überlagerung der höher angeregten Zustände und des Ionisationspotenzials hervorgerufen wird.

Für die Durchführung des Experiments wurde die zeitliche Überlagerung zwischen Röntgen- und Laserstrahlen so eingestellt, dass die Laserstrahlen wenige 100 Pikosekunden vor den Röntgenstrahlen in der Wechselwirkungszone eintrafen. Um eine Kontrolle darüber zu haben, wie gut diese zeitliche Überlagerung realisiert wurde, gab es eine weitere, unabhängig von der oben beschriebenen, Messung. Die Röntgenenergie wurde auf einen festen Wert eingestellt. Wird die zeitliche Position der Laserstrahlen zu den Röntgenstrahlen verändert, so müsste auch eine Änderung in der Produktionsrate der Elektronen zu sehen sein. Aus diesem Grund wurde die Energie der Röntgenphotonen so gewählt, dass sie der Energie des Peaks in der K^+ -Kurve entspricht. Bei diesem Energiewert ist bekannt, dass ohne den Einfluss des Lasers nur eine deutlich geringere Elektronenrate zu erwarten ist. Gemessen werden die Elektronenraten mit und ohne Einfluss des Lasers in Abhängigkeit von den zeitlichen Verzögerungen der Röntgenstrahlen zu den Laserstrahlen. Das Verhältnis der Elektronenraten wurde dann gegen die zeitliche Verzögerung der Strahlen aufgetragen und ist in Abbildung 5.8 dargestellt.

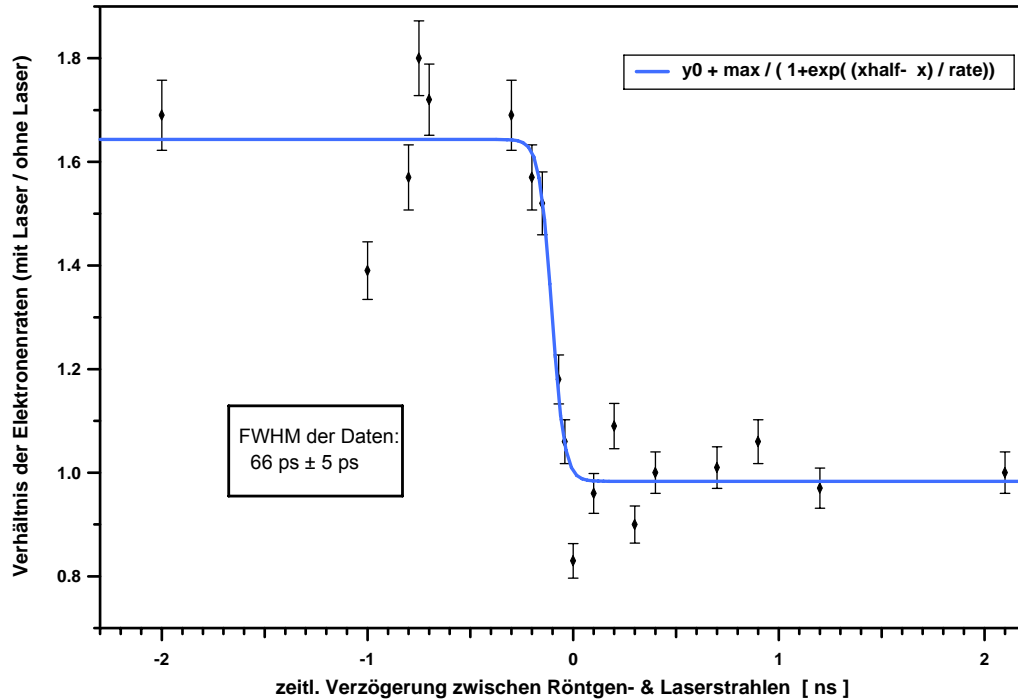


Abb. 5.8: Elektronenraten mit und ohne Einfluss des Lasers in Abhängigkeit der zeitlichen Verzögerung des Laserstrahls zu den Röntgenstrahlen bei einer festen Energie der Röntgenphotonen von $h\nu = 3611$ eV; die zeitliche Auflösung ist durch die Länge des Röntgenpulses (66 ps \pm 5 ps) begrenzt.

Es ist sehr gut zu erkennen, dass eine Änderung im Verhältnis der Elektronenraten nur dann stattfindet, wenn der Laserstrahl vor dem Röntgenstrahl in der Wechselwirkungszone eintrifft. Dies ist nicht weiter verwunderlich, da für den Fall, dass der Laserstrahl erst nach den Röntgenphotonen auf die Kaliumatome trifft, dieser vor der Ionisation der K-Schale keinen Einfluss mehr auf die Atome ausüben kann. Daher geht das Verhältnis der Elektronenraten nach der exakten zeitlichen Überlagerung auf den Wert Eins zurück. An der Breite der Kurve kann die Pulslänge der Röntgenstrahlen bestimmt werden. Die Breite ergibt sich zu 66 ps (\pm 5 ps), wodurch sich für das Experiment eine zeitliche Auflösung von ca. 50 ps ergibt. Abbildung 5.8 zeigt, dass der hier gewählte experimentelle Zugang geeignet ist die Relaxationsdynamik nach Innerschalenanregung zeitaufgelöst zu untersuchen, wenn im nächsten Schritt hinreichend kurze Röntgenpulse am Synchrotron erzeugt werden können.

Experimentelle Probleme

Das Kalium wurde während des Experiments erhitzt, so dass es in Form von Dampf in die Reaktionszone gelangen konnte. Gasphasen-Experimente besitzen den Vorteil, Reaktionen mit einzelnen Atomen beziehungsweise Molekülen zu ermöglichen. Während eines Experimentes ist das Einstellen eines stabilen Gasdruckes wichtig, damit die Anzahl der Atome bzw. Moleküle in der Reaktionszone so konstant wie möglich gehalten wird. Diese Konstanz ist nicht immer realisierbar, weshalb die Messergebnisse auf den zum Zeitpunkt der Aufnahme herrschenden Gasdruck normiert werden müssen.

In einem früheren Abschnitt wurde bereits darauf hingewiesen, dass bei der hier beschriebenen Experimentdurchführung eine direkte Messung des Dampfdruckes in der Wechselwirkungszone nicht möglich war. Aus diesem Grund wurde die Kaliumquelle so entworfen, dass der Kaliumdampf durch ein kleines Röhrchen in die Wechselwirkungszone geleitet wird. Diese ist durch eine Kappe abgeschlossen, die ein Eintritts- und ein Austrittsloch für die Röntgen- und Laserstrahlung, sowie eine kleine Öffnung für die produzierten Auger-Elektronen besitzt. Unterhalb des Röhrchens wird das Kalium erhitzt wodurch sich der Kaliumdampf bildet. Nach Abbildung 4.10 besitzt der Kaliumdampf bei einer konstanten Temperatur einen stabilen Gasdruck. Während des Experiments herrscht innerhalb der Reaktionszone ein Gleichgewicht aus einströmenden Kaliumatomen und den durch die Pumpen erzeugten Abfluss des Restgases sowie der Kaliumionen, wodurch eine konstante Anzahl der Kaliumatome angenommen werden kann. Um ein kontinuierliches Einströmen der Kaliumatome in die Reaktionszone zu gewährleisten, musste die Temperatur des Ofens während einer Messreihe genau beobachtet und so stabil wie möglich gehalten werden. Für die oben aufgeführten Messergebnisse war eine Normierung auf den jeweiligen Gasdruck nicht erforderlich, da die Messergebnisse simultan aufgezeichnet und die Kurven nur relativ zueinander verglichen wurden.

Beim Beschleunigen von Elektronen in Synchrotronringen geben diese einen Teil ihrer Energie durch Stöße mit anderen Elektronen innerhalb des Bunches (intra beam scattering) und mit dem Restgas ab. Dadurch ist die Lebensdauer der Elektronen innerhalb des Synchrotrons limitiert und die Stärke der Röntgenpulse nimmt mit der Zeit ab. Die kontinuierliche Abnahme des Photonenstroms während einer Messreihe muss ebenfalls bei der Auswertung der Daten berücksichtigt werden. Der Abfall des Photonenstroms während einer Messreihe kann durch eine exponentielle Verteilung beschrieben werden. In Abbildung 5.7 ist ein typischer Verlauf eines Camshaft-Signals während einer Messung in Abhängigkeit von der Messzeit dargestellt.

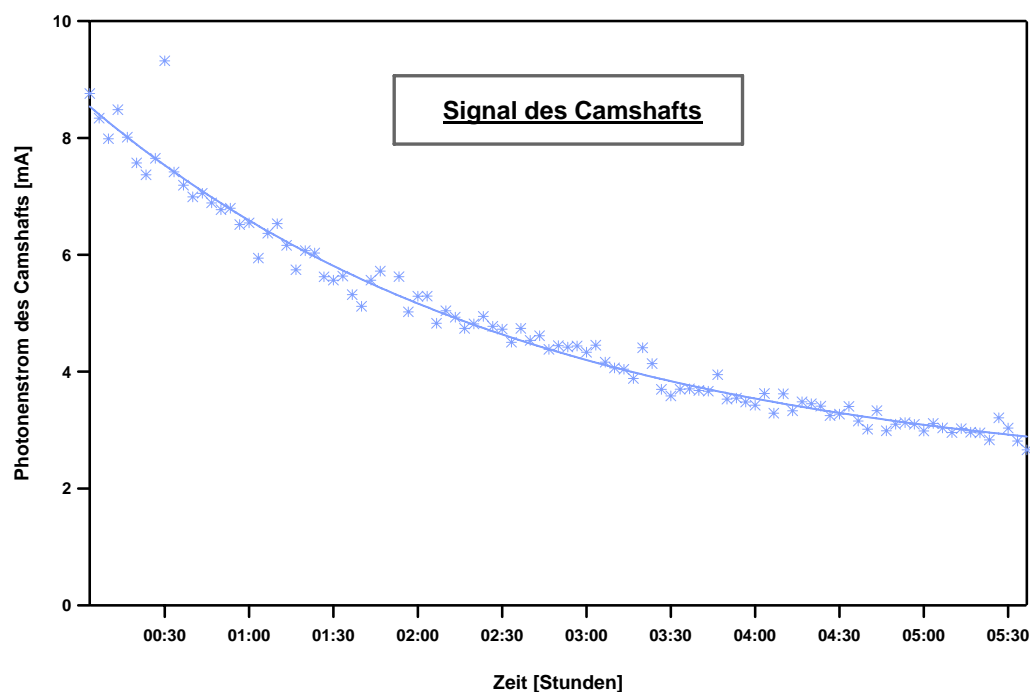


Abb. 5.9: Signal des Camshafts an der Advanced Light Source in Berkeley, Kalifornien während einer Messreihe. Dargestellt ist der exponentielle Verlauf des Photonenstroms in mA in Abhängigkeit der Zeit.

Aus der Abnahme des Signals folgt, dass auch die Anzahl der Photonen abnimmt. Daher wird eine geringere Anzahl von Kaliumatomen ionisiert und es wäre ein Abfall in der Elektronenrate zu erkennen. Für die Auswertung würde

dies bedeuten, dass die Ionisationskurven auf den Photonenstrom normiert werden müsste. Um dies zu umgehen, wurden die Kurven einer Messreihe zeitgleich zueinander aufgezeichnet und relativ zueinander analysiert. Durch diesen Vorgang sind die Ergebnisse zwar immer noch von dem Photonenstrom abhängig, jedoch enthalten alle zeitgleich gemessenen Punkte diese Abhängigkeit im gleichen Maße. Sollen Kurven verschiedener Messreihen miteinander verglichen werden, so müssen die Messwerte durch eine absolute Normierung angepasst werden.

Zusammenfassung

Das Ziel des Experiments war es, den Einfluss des Valenzelektrons im Kaliumatom auf die Kernabschirmung zu untersuchen. Es wurde mit Hilfe von Laserpulsen mit einer Dauer von 120 fs entfernt. Die Ionisation oder Anregung der K-Schale der Kaliumatome sowie der Kaliumionen wurde mit hochenergetischen Röntgenphotonen realisiert. Um die daraus entstandenen Auger-Elektronen ohne störenden Untergrund messen zu können, wurde ein 4π Flugzeitspektrometer nach dem Prinzip der magnetischen Flasche eingesetzt. Es wurde gezeigt, dass nach dem Entfernen des Valenzelektrons die Kernabschirmung des Kaliumatoms zunimmt, was eine Änderung der Energie der K-Schale zu Folge hat. Diese Änderung von 3 eV trat bei einem Vergleich der Ionisationskurven für Kaliumatome und Kaliumionen deutlich hervor. Die Höhe der Änderung lässt darauf schließen, dass sie im Zusammenhang mit der Ionisierungsenergie des entfernten 4s-Elektrons steht.

Durch die Verwendung des Femtosekunden-Laserpulses in Verbindung mit den Röntgenstrahlen des Synchrotrons sollte der Auger-Prozess zeitaufgelöst dargestellt werden. Eine Messung des Verhältnisses der Elektronenraten in Abhängigkeit von der zeitlichen Verzögerung zwischen Laser- und Röntgenstrahlen ergab eine Länge des Röntgenpulses von 66 ps (± 5 ps), was für zeitaufgelöste Untersuchungen des in Femtosekunden ablaufenden Auger-Prozesses zu lang ist. Jedoch zeigt das Experiment, dass bei einer hinreichenden Verkürzung der Röntgenpulse zeitaufgelöste Untersuchungen im Bereich von Femtosekunden möglich sind.

Für die Zukunft ist an der ALS eine weitere Beamline geplant, welche Röntgenpulse im fs-Bereich produzieren kann. Durch Verwenden dieser kurzen Röntgenpulse wären weitere Experimente zur zeitaufgelösten Darstellung des Auger-Prozesses denkbar. Bis zu diesem Zeitpunkt sollen weitere Experimente zur Untersuchung „langsamer“ dynamischer Vorgängen in Atomen und Molekülen, zum Beispiel die Dissoziation von Molekülen auf einer Pikosekunden Zeitskala, durchgeführt werden.

Literaturverzeichnis

Kapitel 2

- [1] C. Gerthsen, H.O. Kneser, H. Vogel, Physik, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg (1992), S.568
- [2] W. Demtröder, Experimentalphysik 3 – Atome, Moleküle und Festkörper, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg (1996), S. 92-93
- [3] K. Bethge, G. Gruber, T. Stöhlker, Physik der Atome und Moleküle, Wiley-VCH, Berlin (2004)
- [4] C.C. Tannoudji, J. Dupont-Roc, G. Grynberg, Atom – Photon Interactions, John Wiley & Sons, Inc. (1992)
- [5] A. Staudte, D2 in ultrakurzen, hochintensiven Laserpulsen, Diplomarbeit, J.W. Goethe Universität Frankfurt, (2001)
- [6] M.Protopatas, C.H. Keitel and P.L. Knight, *Physics Reports* **60**, 389-486 (1997)
- [7] F. Fabre, G. Petite, P. Angostini and M. Clement, *J. Phys. B* **15**, 1353 (1982)
- [8] P. Lambropoulos, *Adv. At. Mol. Phys.* **12**, 87 (1976)
- [9] _____, Theory of Multiphoton Processes, Plenum, New York (1987)
- [10] L.A. Lompre, G. Mainfray, C. Manus S. Repoux and J. Thebault, *Phys. Rev. Lett.* **36**, 949 (1976)
- [11] P.Agostini, F. Fabre, G. Mainfray, G. Petite, N.K. Rahman, *Phys. Rev. Lett.* **42**, 1127 (1979)
- [12] P. Kruit, J. Klimman, H.G. Muller and M.J. Van der Weil, *Phys. Rev. A* **28**, 248 (1983)
- [13] F. Fabre, G. Petite, P. Angostini and M. Clement, *J. Phys. B* **15**, 1353 (1982)

- [14] P. Kruit and F. Read, *J.Phys.E – Science Instrument* **16**, 313 (1983)
- [15] K. Burnett, V.C. Reed and P.L. Knight, *J.Phys.B* **26**, L561 (1993)
- [16] W. Mehlhorn, 70 years of Auger spectroscopy, a historical perspective, *J. Electron Spectroscopy and Related Phenomena* **93**, 1-15 (1998)
- [17] T. Åberg, Unified Theory of Auger Electron Emission, *Phys.Scripta* **T41**, 71-76 (1992)
- [18] G. Omar, Y. Hahn, Photo-Auger-ionization and charge-state distribution, *Phys.Rev.A* **44**, 483 (1991)
- [19] M. Cardona and L. Leys, Eds., Photoemission in Solids I: General Principles, Springer-Verlag, Berlin (1978)
- [20] M. Drescher, M. Hentschel, R. Kienberger & F. Krausz, Time-resolved atomic inner shell spectroscopy, *Nature* **419**:803-807 (2002)
- [21] J. Comer, F.H. Read, J.M. Sharp, P.J. Hicks, S. Cvejanovic, *Vacuum* **24**, 573-580 (1974)
- [22] R. Schriel, Innerschalenphotoionisation des Kaliumatoms, *Diplomarbeit, J.W. Goethe Universität Frankfurt*, S.20 (2004)
- [23] M.P. Hertlein, B. Feinberg, J. Maddi, M.H. Prior, A. Belkacem, *Phys. Rev. A* **71**, 022702 (2005)

Kapitel 3

- [24] S. Backus, R. Bartels, R. Dollinger, H.C. Kapteyn, M.M. Murnane *Optics Letters* **26**, 465 (2001)
- [25] R. Schneider, Aufbau eines Laserverstärkersystems, *Diplomarbeit, Berlin* (2003)
- [26] D.E. Spence, P.N. Kean and W. Sibbett *Optics Letters* **16**, 42 (1991)
- [27] S. Backus, C.G. Durfee, M.M. Murnane and H.C. Kapteyn, *Rev. Sci. Instrum* **69**: 3 (1998)
- [28] A. Kasper, Erzeugung und Charakterisierung ultrakurzer Lichtpulse aus Ti:Saphir Laser-Oszillatoren, *Dissertation, MPQ München (Garching)*

Kapitel 4

- [29] P. Kruit and F.H. Read, *J. Phys. E: Sci Instrum* **16** (1983)
- [30] <http://magnet.atp.tuwien.ac.at/ts/fhpw/em2.pdf>
- [31] O. Cheshnovsky, S.H. Yang, C.L. Pettiette, M.J. Craycraft and R.E. Smalley, *Rev. Sci. Instrum* **58**, 2131 (1987)
- [32] <http://www.burle.com>
- [33] J. Titze, Untersuchung des Elektronentransfers in p-D₂-Stößen, *Diplomarbeit, J.W. Goethe Universität Frankfurt*, (2004)
- [34] J. Ladislav Wiza, Multi-Channel-Plate Detector, *Nuclear Instruments & Methods* **126**, 587-601 (1979)
- [35] O. Jagutzki, V. Mergel, K. Ullmann-Pfleger, R. Dörner, H. Schmidt-Böcking, *Nuclear Instruments & Methods* **477**, 244-249 (2002)
- [36] M. Schoeffler, Entwicklung & Aufbau eines Abbildungssystems zur Messung von Elektronen jenseits niedriger Energien, *Diplomarbeit, J.W. Goethe Universität*, S. 40 (2002)
- [37] <http://de.wikipedia.org/wiki/Kalium>
- [38] National Institute of Standards and Technology
<http://physics.nist.gov/PhysRefData/contents.html> (2002)
- [39] Lawrence Berkeley National Laboratory – Advanced Light Source
<http://www-als.lbl.gov>
- [40] Lawrence Berkeley National Laboratory,
<http://www.lbl.gov/MicroWorlds/ALSTool/>
- [41] <http://www-als.lbl.gov/als/techspecs/bl5.3.1.html>

Kapitel 5

- [42] Wave Metrics
- [43] J.P. Gornilšek A. Kodre, I. Arčon and R. Peršeren, *Phys. Rev. A* **64**, 022508 (2001)
- [44] M.O. Krause & J.H. Oliver, *J. Phys. Chem. Ref. Data* **8**, 329 (1979)

Abbildungsverzeichnis

Abb. 2.1:	Das Bohr-Modell des Wasserstoffatoms. Oben sind die stationären Kreisbahnen, darunter der Coulombtopf mit den stationären Energiezuständen gezeigt.	15
Abb. 2.2:	Ein angeregtes Atom emittiert spontan ein Photon $h\nu$ und geht dabei in den Grundzustand über.	18
Abb. 2.3:	Ein Atom im Grundzustand absorbiert ein Photon h . Das Atom geht dabei in einen angeregten Zustand über	19
Abb. 2.4:	Das einfallende Photon $h\nu$ stimuliert das Atom zum Aussenden eines zweiten Photons mit derselben Frequenz ν .	20
Abb. 2.5:	schematische Darstellung des Auger-Prozess nach dem Bohrschen Atommodell	23
Abb. 2.6:	schematische Darstellung des Two Step One Prozess nach dem Bohrschen Atommodell	24
Abb. 2.7:	Schematische Darstellung der nicht-sequentiellen Doppelionisation durch Recollision [5]	25
Abb. 2.8:	Multiphotonen-Ionisation am Beispiel des Wasserstoffatoms in einem 800 nm Laserfeld. Gezeigt ist das Coulombpotenzial des Protons, dem ein intensives Laserfeld der Stärke 10^{12} Wcm^{-2} überlagert ist. [5]	26
Abb. 2.9:	Tunnelionisation und Over Barrier Ionisation am Beispiel des Wasserstoffatoms unter dem Einfluss eines 800 nm Laserfeldes. Gezeigt ist das Coulombpotenzial des Protons, dem ein elektrostatisches Feld verschiedener Intensitäten überlagert. [5]	30
Abb. 2.10:	Der Keldysh-Parameter in Abhängigkeit der maximalen Intensität $[\text{W cm}^{-2}]$ im Laserfokus für atomaren Wasserstoff (blau) und atomarem Kalium (orange) bei einer Laserwellenlänge von 800 nm.	32
Abb. 2.11:	Coster-Kronig-Prozess: (a) Das Loch in L-Schale wird durch ein M-Elektron aufgefüllt; (b) die überschüssige Energie wird an ein anderes M-Schalen Elektron übertragen, welches dann das Atom verlässt. Super-Coster-Kronig-Prozess: (c) Ein Loch in der M-Schale wird durch ein anderes Elektron der M-Schale aufgefüllt; (d) ein weiteres Elektron der M-Schale verlässt das Atom	35

Abb. 3.1:	Laserpuls mit quadratischer Phasenabhängigkeit und linearer Frequenzänderung; Die Einhüllende eines solchen „gechirpten“ Pulses lässt sich durch eine Gaußverteilung beschreiben [29].	41
Abb. 3.2:	schematischer Aufbau einer X-Kavität eines Ti:Saphir-Lasers nach [26]	47
Abb. 3.3:	Aufbau und Wirkungsweise eines dispersiven Spiegels. Abwechselnd hoch- und niedrigbrechende dielektrische Schichten mit Dicken, die um $\lambda/4$ herum variieren, sorgen dafür, dass kurzwellige Spektralanteile weniger tief in das Schichtsystem eindringen als langwellige. [27]	48
Abb. 3.4:	schematischer Aufbau eines Verstärkersystems basierend auf der CPA-Technik [28]	49
Abb. 3.5:	Der schematische Aufbau eines Pulsdehners, bei dem die positive Dispersion des Lichtes ausgenutzt wird.	50
Abb. 3.6:	Aufbau eines regenerativen Verstärkers nach [26]	51
Abb. 3.7:	Laseraufbau an der Beamline 5.3.1 der Advanced Light Source in Berkeley, Kalifornien. Das Splitfire Verstärkersystem von Positive Light besteht aus einem regenerativen und einem 2-Pass Verstärker.	53
Abb. 4.1:	Prinzip eines Flugzeitspektrometers	56
Abb. 4.2:	Schematische Darstellung der Schraubenbahn eines bewegten Elektrons mit der Geschwindigkeit \vec{v} , das unter einem Winkel in ein adiabatisch wechselndes Magnetfeld \vec{B} eintritt. [31]	57
Abb. 4.3:	(oben) Aufbau eines TOF Spektrometers mit Permanentmagneten und Spulenmagneten. Eine typische Elektronenflugbahn ist schematisch eingezeichnet. (unten) logarithmische Darstellung der magnetischen Feldstärken von Permanent- und Spulenmagneten (rot und rosa), sowie die Überlagerung beider (grün) in Abhängigkeit von dem Abstand zur Reaktionszone.	59
Abb. 4.4:	(links) Schematische Darstellung eines Multi-Channel-Plates. (rechts) Ablauf einer Elektronenvervielfachung in einem Kanal des Plates. Zwischen der Vorder- und der Rückseite des Plates ist eine Spannung V_D zur Erzeugung der Elektronenlawine angelegt. [34]	61
Abb. 4.5:	Um die Elektronenverstärkung in den MCP's zu erhöhen, werden die Platten deckungsgleich, jedoch zueinander gedreht angeordnet. Man unterscheidet zwischen einer Chevron- oder Z-Stack Anordnung.	62
Abb. 4.6:	schematische Darstellung einer Elektronenlawine in einem Kanal des MCPs mit anschließender Signalauskopplung. [37]	63
Abb. 4.7:	Schematischer Aufbau des verwendeten Detektorsystems. Die MCPs (rot) befinden sich in einer Chevronanordnung. Zwischen der Metallanode und der Signalanode ist eine dünne Kaptonfolie (schwarz) zu erkennen. Der Ausgangspuls wird mit Hilfe eines SMA-Steckers von der Signalanode gewonnen.	64
Abb. 4.8:	wichtigste Eigenschaften von Kalium [38]	67

Abb. 4.9:	Das Ofenmaterial besteht aus Kupfer, welches die Wärme sehr gut leitet. Aus der Kaliumampulle tritt der Kaliumdampf durch eine Röhre in die Reaktionszone. Der äußere Zylinder ist an einem Arm befestigt, an welchem auch der Permanentmagnet für die magnetische Flasche befestigt ist, wodurch eine konstante Distanz zwischen Magnet und Reaktionszone gewährleistet ist.	68
Abb. 4.10:	Dampfdruck für Kalium in Abhängigkeit der Temperatur in Grad Celsius [39]	70
Abb. 4.11:	Dargestellt ist ein horizontaler Querschnitt der Vakuumkammer. Die Röntgenstrahlen werden in die Reaktionszone geleitet. Die Reaktionszone befindet sich im Fokus des 800 nm Laserstrahls.	72
Abb. 4.12:	Darstellung des elektromagnetischen Spektrums in Abhängigkeit der Wellenlänge, Frequenz und Energie. [40]	73
Abb. 4.13:	(links) Dargestellt ist die Abstrahlcharakteristik beschleunigter Teilchen mit annähernder Lichtgeschwindigkeit an einem Ablenkmagneten. Unten ist der daraus resultierende Photonenstrom in Abhängigkeit der Photonenenergie abgebildet. (rechts) Strahlengang eines beschleunigten Elektrons mit annähernder Lichtgeschwindigkeit durch einen Undulator. Der daraus resultierende Photonenstrom ist in dem Bild darunter angedeutet. [40]	74
Abb. 4.14:	Synchrotron an der Advanced Light Source in Berkeley, Kalifornien [41]	76
Abb. 4.15:	schematische Abbildung des Verlaufs der Röntgenstrahlen an der Beamline 5.3.1	77
Abb. 4.16:	schematischer Aufbau zur räumlichen Überlappung der Röntgen- und Laserstrahlung	80
Abb. 4.17:	schematischer Schaltplan der elektronischen Verknüpfung	82
Abb. 5.1:	Flugzeitspektren für unterschiedliche Energien der Röntgenphotonen; aufgetragen sind die Elektronenraten bei einer festen Röntgenenergie in Abhängigkeit von der relativen Flugzeit der Elektronen.	83
Abb. 5.2:	Auger-Elektronenraten von Kaliumatomen (blau) und Kaliumionen nach der Ionisierung durch den Laser (rot) in Abhängigkeit von der Energie der eingestrahlteten Röntgenphotonen.	85
Abb. 5.3:	Rate der Auger-Elektronen in Abhängigkeit von der eingestrahlteten Röntgenenergie. Die senkrechten Balken im oberen Bildteil symbolisieren die Übergänge des 1s-Elektrons im Kaliumatom. Die graue, gestrichelte Linie spiegelt das Ionisationspotenzial wieder.	86
Abb. 5.4:	Ionisationskurve von Kalium nach der Röntgenionisation der K-Schale. [24] Dargestellt ist die Kaliumionenrate in Abhängigkeit von der Röntgenenergie. Die gestrichelten Kurven geben die zum Anpassen der Daten verwendeten Modellkurven wieder. Im oberen Bildteil sind die Übergänge im Kaliumatom durch senkrechte Balken dargestellt.	87
Abb. 5.5:	„Laser Off“-Kurve und separierte K^+ -Kurve in Abhängigkeit von der Röntgenenergie. Die „Laser Off“-Kurve (blau) zeigt einen Peak bei 3608 eV und verläuft anschließend auf Grund des Ionisationspotenzials erhöht weiter. Die rote K^+ -Kurve gibt die K-Schalen-Ionisation des Kaliumions wieder. Der Peak befindet sich bei einer Energie von 3611 eV und zeigt so die Verschiebung der K-Schale um 3 eV.	89

Abb. 5.6:	berechnete Energiedifferenzen zwischen den einzelnen Übergängen im Kaliumatom bzw. Kaliumion	90
Abb. 5.7:	Kalium- (blau) und K^+ -Kurve (rot) in Abhängigkeit von der Energie der Röntgenphotonen. Bei der Messung wurden ~10% der Kaliumatome durch das Laserlicht ionisiert.	91
Abb. 5.8:	Elektronenraten mit und ohne Einfluss des Lasers in Abhängigkeit der zeitlichen Verzögerung des Laserstrahls zu den Röntgenstrahlen bei einer festen Energie der Röntgenphotonen von $h\nu = 3611$ eV; die zeitliche Auflösung ist durch die Länge des Röntgenpulses ($66 \text{ ps} \pm 5 \text{ ps}$) begrenzt.	93
Abb. 5.9:	Signal des Camshafts an der Advanced Light Source in Berkeley, Kalifornien während einer Messreihe. Dargestellt ist der exponentielle Verlauf des Photonenstroms in mA in Abhängigkeit der Zeit.	95

Danke...

- ... Reinhard Dörner und Horst Schmidt-Böcking für die nette Aufnahme in die Arbeitsgruppe und die Möglichkeit, nach Berkeley zu fahren.
- ... Ali, der mir während meines Aufenthaltes seine volle Unterstützung zukommen ließ. Speziell als ich mich schon frühzeitig auf den Heimweg machen wollte, hat er mir gut zugesprochen und mir gezeigt, dass man manchmal auch einfach durchhalten muss.
- ... Marc und Timur, ohne die ich mein Experiment nicht hätte durchführen können und die auf jede noch so anstrengende Email von mir – vor allem in den letzten paar Wochen – immer eine schnelle Antwort parat hatten.
- ... Totti, der mir ständig mit Rat und Tat zur Seite stand und sich des Öfteren bei gemeinsamen Abenden mein Gejammer anhören musste.
- ... Kathi, mit der ich während der ersten 3 Monate in Berkeley viel Spaß hatte. Vor allem unser Trip nach L.A. wird bestimmt nicht in Vergessenheit geraten...
- ... Till, Sven, Lutz, Achim, Maciek, Andre, Jasmin, Lutz, Markus, Manuel, Robert, Matthias, Kyra, Lothar für ein tolles Arbeitsklima und diverse Hilfestellungen, die mir jeder einzelne besonders in den letzten Wochen beim Zusammenschreiben gegeben hat. Mein besonderer Dank geht an Sven und Till, die sich mühevoll durch dieses Werk gekämpft und es korrigiert haben.
- ... meiner Familie, die mir mein Studium ermöglicht hat und mich bei jeder meiner Entscheidungen unterstützt.
- ... Marcus, für Deine Liebe und Deine Geduld während des letzten Jahres. Ich danke Dir für Dein Vertrauen in unsere Beziehung, ohne welches ich meinen Traum von Amerika nicht hätte verwirklichen können.